

THÈSE

► Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
Spécialité : Physique Médicale

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par
Jean-Luc LEY

Thèse dirigée par Denis DAUVERGNE et codirigée par Nicolas FREUD
préparée au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon
et de l'École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon.

**Mise en oeuvre d'un démonstrateur de caméra
Compton pour l'imagerie en médecine nucléaire et
pour le contrôle en temps réel de l'hadronthérapie
à l'aide des rayonnements gamma prompts.** ◀

Thèse soutenue publiquement le 14 décembre 2015, devant le jury composé de :

M. Sébastien JAN, rapporteur | M. Gérard MONTAROU, rapporteur | M. Guy CHANFRAY, examinateur |
M. Jean-Pierre CUSSONNEAU, examinateur | M. Denis DAUVERGNE, examinateur | Mme Voichita MAXIM, examinateur |
Mme Françoise PEYRIN, examinateur | M. Peter THIROLF, examinateur

Mots clés

Titre de la thèse de doctorat

Mise en oeuvre d'un démonstrateur de caméra Compton pour l'imagerie en médecine nucléaire et pour le contrôle en temps réel de l'hadronthérapie à l'aide des rayonnements gamma prompts.

PhD thesis title

Development of a time-of-flight Compton camera prototype for online control of ion therapy and medical imaging.

Mots clés

Hadronthérapie carbone, hadronthérapie proton, assurance qualité et contrôle en ligne, caméra Compton, rayonnements gamma prompts, détecteurs silicium double face à pistes, cristaux BGO striés, imagerie nucléaire, radioisotopes, structure en temps, accélérateurs de particules, hodoscope de faisceau, simulations Monte-Carlo, Geant4, ROOT.

Keywords

Carbon hadrontherapy, proton hadrontherapy, quality assurance and online control, Compton camera, prompts gamma rays, double sided silicon strip detector, DSSD, BGO crystals, beam hodoscope, nuclear imaging, radioisotope, time structure, particles accelerators, Monte-Carlo simulations, Geant4, ROOT.

Résumé & abstract

Résumé

L'hadronthérapie est l'une des modalités disponibles pour traiter le cancer. Cette modalité utilise des ions légers (protons, ions carbone) pour détruire les cellules cancéreuses. De telles particules ont une précision balistique de par leur trajectoire quasi-rectiligne, leur parcours fini et le profil de dose maximum en fin de parcours, ce qui permet, par rapport à la radiothérapie conventionnelle, d'épargner les tissus sains situés à côté, en aval et en amont de la tumeur. L'un des enjeux de l'assurance qualité de cette modalité est le contrôle du positionnement de la dose déposée par les ions dans le patient.

Une possibilité pour effectuer ce contrôle est d'observer les gammas prompts émis lors des réactions nucléaires induites le long du parcours des ions dans le patient. Un prototype de caméra Compton, permettant théoriquement de maximiser l'efficacité de détection des gammas prompts, est actuellement développé dans une collaboration régionale. Mon travail de thèse s'est axé autour de cette caméra et plus particulièrement sur les points suivants : i) étudier par les simulations Monte Carlo le fonctionnement du prototype en cours de construction, notamment en regard des taux de comptage attendus sur les différents types d'accélérateurs en hadronthérapie, ii) mener des études de simulation sur l'utilisation de cette caméra en imagerie clinique, iii) caractériser les détecteurs silicium du diffuseur, iv) confronter les simulations entreprises sur la réponse de la caméra avec des mesures sur faisceau à l'aide d'un démonstrateur.

Il résulte que le prototype de caméra Compton développé rend possible un contrôle de la localisation du dépôt de dose en protonthérapie à l'échelle d'un spot, à condition que l'intensité clinique du faisceau de protons soit diminuée d'un facteur 200 (intensité de 10^8 protons/s). Une application de la caméra Compton en médecine nucléaire semble réalisable avec l'utilisation de radioisotopes d'énergie supérieure à 300 keV. Ces premiers résultats doivent être confirmés par des simulations plus réalistes (cibles de PMMA homogènes et hétérogènes). Des tests avec l'intégration progressive de tous les éléments de la caméra vont avoir lieu courant 2016.

Abstract

Hadrontherapy is one of the modalities available for treating cancer. This modality uses light ions (protons, carbon ions) to destroy cancer cells. Such particles have a ballistic accuracy thanks to their quasi-rectilinear trajectory, their path and the finished profile maximum dose in the end. Compared to conventional radiotherapy, this allows to spare the healthy tissue located adjacent downstream and upstream of the tumor. One of this modality's quality assurance challenges is to control the positioning of the dose deposited by ions in the patient. One possibility to perform this control is to detect the prompt gammas emitted during nuclear reactions induced along the ion path in the patient. A Compton camera prototype, theoretically allowing to maximize the detection efficiency of the prompt gammas, is being developed under a regional collaboration. This camera was the main focus of my thesis, and particularly the following points : i) studying, throughout Monte Carlo simulations, the operation of the prototype in construction, particularly with respect to the expected counting rates on the different types of accelerators in hadrontherapy ii) conducting simulation studies on the use of this camera in clinical imaging, iii) characterising the silicon detectors (scatterer) iv) confronting Geant4 simulations on the camera's response with measurements on the beam with the help of a demonstrator.

As a result, the Compton camera prototype developed makes a control of the localization of the dose deposition in proton therapy to the scale of a spot possible, provided that the intensity of the clinical proton beam is reduced by a factor 200 (intensity of 10^8 protons / s). An application of the Compton camera in nuclear medicine seems to be attainable with the use of radioisotopes of an energy greater than 300 keV. These initial results must be confirmed by more realistic simulations (homogeneous and heterogeneous PMMA targets). Tests with the progressive integration of all camera elements will take place during 2016.

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université

M. François-Noël GILLY

Vice-président du Conseil d'Administration

M. le Professeur Hamda BEN HADID

Vice-président du Conseil des Etudes et de la Vie Universitaire

M. le Professeur Philippe LALLE

Vice-président du Conseil Scientifique

M. le Professeur Germain GILLET

Directeur Général des Services

M. Alain HELLEU

COMPOSANTES SANTE

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard

Directeur : M. le Professeur J. ETIENNE

Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux

Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON

Faculté d'Odontologie

Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS

Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques

Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA

Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation

Directeur : M. le Professeur Y. MATILLON

Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine

Directeur : Mme. la Professeure A-M. SCHOTT

COMPOSANTES ET DEPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies

Directeur : M. F. DE MARCHI

Département Biologie

Directeur : M. le Professeur F. FLEURY

Département Chimie Biochimie

Directeur : Mme Caroline FELIX

Département GEP

Directeur : M. Hassan HAMMOURI

Département Informatique

Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE

Département Mathématiques

Directeur : M. le Professeur Georges TOMANOV

Département Mécanique

Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID

Département Physique

Directeur : M. Jean-Claude PLENET

UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives

Directeur : M. Y. VANPOULLE

Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon

Directeur : M. B. GUIDERDONI

Polytech Lyon

Directeur : M. P. FOURNIER

Ecole Supérieure de Chimie Physique Electronique

Directeur : M. G. PIGNAULT

Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1

Directeur : M. le Professeur C. VITON

Ecole Supérieure du Professorat et de l'Education

Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE

Institut de Science Financière et d'Assurances

Directeur : M. N. LEBOISNE

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes deux directeurs de thèse, Denis et Nicolas, qui ont su me guider et m'accompagner pour mener à bien ce projet. J'ai eu la chance d'être encadré par ailleurs par Étienne, Jean Michel et Jochen. C'est grâce aux réunions mensuelles avec ces chercheurs chevronnés que les différents travaux ont réussi à avancer de manière régulière. Leurs avis et points de vue sur les résultats présentés ont toujours été pertinents et m'ont permis d'approfondir les sujets de recherche. Leurs disponibilités, leurs conseils et leurs expertises sont des éléments indéniables dans la réussite de la thèse. Je souhaite à tous les doctorants d'avoir un encadrement de la qualité dont j'ai eu la chance de profiter.

L'ambiance sur le lieu de travail est une chose importante quant au bien-être des employés et à la productivité qui en résulte. Je tiens à remercier l'ensemble du groupe de recherche CAS-PHABIO qui m'a accueilli pour cette thèse. La bonne ambiance entre chacun des membres du groupe et la cohérence du groupe permettent de travailler dans un climat prospère à l'épanouissement professionnel. Je souhaite particulièrement remercier les autres doctorants du groupe ayant partagé mon quotidien, c'est-à-dire, Micaela, Marco, Valérian et Julie.

Mon projet m'a amené à travailler directement avec plusieurs services du laboratoire. Je veux ainsi remercier Jean-Luc et Franck du service mécanique, Noël et Bruno du service informatique pour leur implication dans le projet. Un remerciement tout particulier au service électronique qui s'implique dans le projet avec un travail significatif sur le développement de l'électronique de lecture des détecteurs. J'ai eu l'occasion de passer particulièrement beaucoup de temps en présence de Mokrane, Yannick, Édouard, Luigi, Xiushan, Rodolphe et Hervé. J'ai apprécié leurs compétences et leurs disponibilités ce qui m'a définitivement permis d'avancer dans le projet. Plus globalement, je remercie l'ensemble des personnes du laboratoire avec qui j'ai pu collaborer au cours des trois années de thèse. Merci au directeur du laboratoire, M. Guy Chanfray, de soutenir depuis le début le projet et d'ainsi affecter les ressources humaines et matérielles nécessaires.

Le projet est porté par une collaboration entre quatre laboratoires : IPNL, LPC Clermont Ferrand, CPPM et CREATIS. Merci à l'ensemble des chercheurs avec qui j'ai pu travailler dans les différents laboratoires et spécifiquement Gérard, Magalie, Daniel, Estelle, Voichita, Jean-Pierre et Carlos.

Je tiens à remercier les membres du jury de thèse d'avoir accepté mon invitation et d'avoir jugé de manière juste et extérieure mon travail. Leurs questions résultant de leurs expertises ont permis une discussion approfondie sur mes résultats.

Pour finir, je voudrais remercier le labex PRIMES pour avoir financé ma thèse et particulièrement Béatrice et Jean-Baptiste pour leur disponibilité et leur gentillesse.

Je dédie ma thèse à ma femme...

Acronymes et abréviations

ADC	Analog to Digital Converter
AMC	Advanced Mezzanine Card
ASIC	Application-Specific Integrated Circuit
ARM	Angular Resolution Measured
BGO	Bismuth Germinate
BNCT	Boron neutron capture therapy
CdTe	Tellurure de Cadmium
CFD	Constant Fraction Discriminator
CdTe	Tellurure de Cadmium et Zinc
DAQ	Data Acquisition
DEL	Diode Électroluminescente
DMSA	Acide Dimercaptosuccinique
DLL	Delay Locked Loop
DSSD	Double-sided Silicon Strip Detector
EBR	Efficacité Biologique Relative
ENC	Equivalent Noise Charge
ENVISION	European NoVel Imaging Systems for ION therapy
FBP	Filtered Back Projection
FPGA	Field-Programmable Gate Arrays
FRP	Falloff Retrieval Position
HEGP	High Energy General Purpose
HIT	Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum
HF	High Frequency
HMDP	Hydroxyméthyl-diphosphonate
GAGG	Cerium-doped Gadolinium Aluminum Gallium Garnet
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
I2C	Inter-Integrated Circuit
IMRT	Intensity Modulated Radiation Therapy
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire
LaBr₃	Lanthanum(III) bromide
LED	Leading Edge Discriminator
LEGP	Low Energy General Purpose
LEHR	Low Energy High Resolution
LEM	Local Effect Model
LSO	Cerium-doped Lutetium Oxyorthosilicate
LYSO	Cerium-doped Lutetium Yttrium Orthosilicate

MCCP	Multi-Pixel Photon Counter
MEGP	Medium Energy General Purpose
MIBI	Méthoxy IsoButyl Isonitrile
MKM	Microdosimetric-Kinetic Mode
MLEM	Maximization Likelihood Expectation Maximization
NIM	Nuclear Instrumentation Module
NRD	Niveaux de Référence Diagnostiques
NURBS	Non-Uniform Rational Basis Splines
OAR	Organe à risques
OER	Oxygen Enhancement Ratio
OSEM	Ordered Subset Expectation Maximization
PBS	Pencil Beam scanning
PCB	Print Circuit Board
PET	Positron Emission Tomography
PSF	Point Spread Function
PMMA	Poly(méthacrylate de Méthyle)
PTV	Planning Target Volume
SHV	Safe High Voltage
RMS	Root Mean Square
SMA	SubMiniature version A
SOBP	Spread Out Bragg Peak
SPECT	Single Photon Emission Computed Tomography
TCA	Telecommunications Computing Architecture
TDM	Tomodensitomètre
TEL	Transfert d'Énergie Linéique
TEMP	Tomographie d'Émission Monophotonique
TEP	Tomoscintigraphie par Émission de Positons
TDC	Time to Digital Converter
UDP	User Datagram Protocol
VME	Versa Module Europea
WPE	Westdeutsches Protonentherapiezentrum Essen

Table des matières

Introduction	1
1 État de l'art	3
1.1 Hadronthérapie	4
1.1.1 Les avantages	4
1.1.2 Incertitudes	7
1.1.3 Assurance qualité du traitement délivré	9
1.2 Médecine nucléaire	21
1.2.1 TEP	21
1.2.2 TEMP	23
1.2.3 La caméra Compton	27
1.3 Conclusion	28
2 Applicabilité du contrôle en ligne avec la caméra Compton à intensité clinique	29
2.1 Introduction	30
2.2 Méthodologie	30
2.2.1 Modélisation de la caméra Compton	30
2.2.2 Modèles physiques utilisés dans Geant4	30
2.2.3 Particules étudiées	31
2.2.4 Traitement des données de simulation	32
2.2.5 Estimation de la précision de la caméra	37
2.3 Résultats	41
2.3.1 Performances de la caméra Compton	41
2.3.2 Taux de coïncidences	42
2.3.3 Reconstruction des événements par méthode ligne-cône	43
2.3.4 Reconstruction des événements par méthode itérative LM-MLEM	51
2.3.5 Estimation de la précision de la caméra	58
2.3.6 Discussion	62
3 Prototype de caméra Compton pour la médecine nucléaire	65
3.1 Introduction	66
3.2 Matériel et méthode	66
3.2.1 Simulations Monte Carlo Geant4	66
3.2.2 Résolution angulaire (ARM)	68
3.2.3 Reconstruction itérative MLEM	71
3.3 Analyses	71
3.3.1 Étude de l'influence des caractéristiques des détecteurs	71
3.3.2 Analyse des paramètres réglables par l'opérateur	79
3.3.3 Bilan	81
3.3.4 Reconstruction LM-MLEM	83
3.3.5 Conclusion et perspectives	86
4 Développements instrumentaux	89
4.1 Diffuseur	90
4.1.1 Performances recherchées	91
4.1.2 Électroniques analogique et numérique	92
4.1.3 Mesure du courant de fuite des plans de détecteurs silicium	95
4.1.4 Performances d'un petit prototype de DSSD	107
4.1.5 Mécanique associée au diffuseur	111
4.1.6 Prochaines étapes	112

4.2	Hodoscope	112
4.2.1	Description	112
4.2.2	Avancement du développement	113
4.2.3	Prochaines étapes	114
4.3	Absorbeur	115
4.3.1	Description	115
4.3.2	Caractérisation d'un bloc BGO	118
4.3.3	Prochaines étapes	119
4.4	Intégration générale de la caméra Compton	120
4.4.1	Prochaines étapes	120
4.5	Système d'acquisition μ -TCA	122
4.5.1	Gestion des coïncidences	122
4.5.2	Transmission des données vers le PC d'acquisition	123
4.5.3	Acquisition des données sur un ordinateur	123
4.6	Flux de données et <i>slow control</i>	124
4.6.1	Format des données physiques	125
4.6.2	Débit de flux de données	128
4.6.3	Format des données de contrôle et de configuration	130
4.6.4	Le <i>slow control</i>	130
4.7	Conclusion	131
5	Expérimentation sur faisceau d'ions	133
5.1	Introduction	134
5.2	Matériel et méthode	134
5.2.1	Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL)	134
5.2.2	Détecteurs et électronique de lecture	135
5.2.3	Dispositif expérimental	139
5.2.4	Calibration en énergie	141
5.2.5	Correction du <i>time walk</i>	143
5.2.6	Simulations Monte Carlo de l'expérience	144
5.3	Résultats	145
5.3.1	Spectre en énergie	145
5.3.2	Étude de la relation dépôt d'énergie en fonction du temps : correction du <i>time walk</i>	147
5.3.3	Spectre en temps	148
5.3.4	Analyse des dépôts d'énergie du diffuseur	151
5.3.5	Taux de comptage des détecteurs simples et en coïncidence	159
5.4	Conclusion	160
	Conclusion	163
	Bibliographie	165
	Liste des figures	183
	Liste des tableaux	186
	Annexes	187
A	Format des données de la caméra Compton	189

Introduction

L'hadronthérapie est l'utilisation clinique d'ions légers permettant l'élimination de tumeurs cancéreuses. Le développement de cette technique, comme celui de la radiothérapie conventionnelle par rayons X, est fortement lié aux avancées en physique des particules durant le 20^{ème} siècle.

En 1904, WH. Bragg et R. Kleeman furent les premiers à mettre en avant le processus de dépôt d'énergie en fin de parcours des ions, ce qui s'explique par la dépendance du taux de perte d'énergie d'une particule chargée rapide avec l'inverse du carré de sa vitesse (Bohr 1913). L'utilisation des protons fut possible grâce au premier cyclotron développé par E. Lawrence à Berkeley (États-Unis) en 1931 qui permit d'accélérer pour la première fois des protons avec une énergie de 80 keV. En 1940, Lawrence conçut un cyclotron « géant » qui accélère cette fois les protons à 100 MeV. C'est en 1946 que R.R Wilson proposa une utilisation médicale des protons dans le traitement du cancer [Wilson, 1946]. Peu de temps après à Berkeley, les premières expositions biologiques sur cellules furent réalisées (1948) et les premiers patients furent exposés à un faisceau de protons, hélium et deutérium en 1952 [Tobias et al., 1952]. En parallèle, d'autres centres de recherche développèrent des accélérateurs comme au *Svedberg Laboratory* à Uppsala en Suède où le premier patient fut traité avec des protons en 1958 avec un synchro-cyclotron [Larsson et al., 1958] et au *Harvard Cyclotron Laboratory* où le premier patient fut traité en 1962 avec des protons de 160 MeV [Kjellberg R.N. and A.M., 1962]. En dehors de l'essor des protons pour une application médicale, d'autres types de particules furent candidats à une utilisation dans le traitement du cancer comme les neutrons rapides [Stone and Larkin, 1942], les neutrons lents [Locher, 1936] ou les pions négatifs. Les essais cliniques de ces particules ne montrèrent qu'un faible contrôle tumoral ce qui n'encouragea pas à poursuivre leurs développements.

L'utilisation en routine clinique des particules chargées commença à partir de 1973 et l'invention du *Computed Tomography scanner* qui permet, grâce à l'imagerie par rayons X, d'obtenir une carte précise de la composition des matériaux constituant les tissus, et donc d'estimer le parcours des ions dans le patient ainsi que la distribution de la dose déposée. Il y a actuellement 54 centres d'hadronthérapie à travers le monde dont 8 en carbonothérapie et 56 en protonthérapie. En Europe, le centre MIT à Marbourg vient de traiter ses deux premiers patients en carbone fin octobre. Par ailleurs, 34 nouveaux centres (ou lignes d'irradiation) sont en cours de construction. L'hadronthérapie est donc en cours d'expansion. De nos jours, les deux principaux ions utilisés dans le monde dans le cadre du traitement par hadronthérapie sont les protons et les ions carbone, mais des études sont menées avec des ions hélium et oxygène, et le lithium est également considéré. Le traitement du cancer par hadronthérapie possède des avantages certains, mais il est également confronté à des incertitudes quant à la précision de délivrance du traitement. L'une de ces incertitudes est le parcours réel des ions dans le patient. En outre, l'imagerie X ne donne pas directement le parcours des ions, car les processus d'interaction entre les rayons X et les particules chargées ne sont pas les mêmes, ce qui conduit à des incertitudes. Par ailleurs le mouvement du patient conduit également à un déplacement difficilement contrôlable des tumeurs en profondeur. Pour contrôler ce parcours, la détection des particules secondaires émises lors de l'interaction des ions dans l'organisme est une solution possible. Parmi les particules secondaires, les gammas prompts sont particulièrement intéressants de par leur corrélation au parcours des ions et leur émission instantanée. Leur détection n'est cependant pas aisée à cause de leur énergie (1–10 MeV) et du bruit de fond induit par les neutrons secondaires. La conception de deux prototypes innovants dédiés à temps de vol a été réalisée : une caméra collimatée multi fentes et une caméra Compton. Le prototype de caméra Compton est développé dans une collaboration (IPN Lyon - LPC Clermont-Ferrand - CPP Marseille - CREATIS) et il est composé d'un diffuseur, d'un absorbeur et d'un hodoscope. Une première étude Monte Carlo, dans le cadre de la thèse de MH Richard (IPNL-CREATIS), a permis de définir la géométrie finale des détecteurs du prototype et l'utilisation d'une diffusion Compton simple ou d'une diffusion double.

Mon travail de thèse est dans la continuité de la première thèse et s'est axé sur les points suivants : i) étudier par les simulations Monte Carlo le fonctionnement du prototype en cours de construction, notamment en regard des taux de comptage attendus sur les différents types d'accélérateurs en hadronthérapie, ii) mener des études de simulation sur l'utilisation de cette caméra en imagerie clinique, iii) caractériser les détecteurs silicium du diffuseur, iv) confronter les simulations entreprises sur la réponse de la caméra avec des mesures sur faisceau à l'aide d'un démonstrateur réduit de caméra Compton. Je présente dans le chapitre 2 les taux de coïncidences détectées par la caméra Compton en fonction de l'intensité d'un faisceau d'ions carbone et d'un faisceau de protons. Je modélise la structure en temps de deux faisceaux, pour un cyclotron C230 d'IBA (protons) et pour le

synchrotron Siemens utilisé au centre de traitement de HIT (ions carbone). À partir des résultats, je reconstruis les vertex d'émission des événements en coïncidence en utilisant un algorithme analytique (ligne-cône) et un algorithme itératif *List Mode Maximum Likelihood Expectation Maximization* (LM-MLEM). Je réalise enfin une première estimation de la précision de la caméra Compton pour la détermination d'un décalage sur la position de la fin du parcours des ions.

Dans le chapitre 3, je détermine par simulation Monte Carlo les différents paramètres influençant les performances de la caméra Compton pour des sources ponctuelles monoénergétiques. Cette étude permet d'estimer les performances actuelles de la caméra et de proposer des axes d'amélioration pour pouvoir envisager l'utilisation de la caméra Compton en imagerie nucléaire.

Dans le chapitre 4, je présente l'avancement du développement instrumental et électronique du prototype de caméra Compton. Pour le moment, aucun détecteur avec son électronique associée n'est encore opérationnel, mais certaines caractérisations ont déjà pu commencer.

Dans le chapitre 5, je présente une expérience réalisée au centre de recherche du GANIL à Caen. L'expérience a consisté à irradier un cube de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ par des ions carbone de 95 MeV/n et détecter les gamma prompts émis par un démonstrateur de caméra Compton. Les taux de comptage sur les détecteurs ont été mesurés et comparés à des simulations Monte Carlo de l'expérience.

Cette thèse s'articule ainsi autour d'une partie simulation de la caméra Compton pour l'application en hadronthérapie et en médecine nucléaire et d'une partie plus expérimentale avec le suivi du développement du prototype et une caractérisation des détecteurs du diffuseur.

1

État de l'art

Sommaire

1.1	Hadronthérapie	4
1.1.1	Les avantages	4
1.1.2	Incertitudes	7
1.1.3	Assurance qualité du traitement délivré	9
1.2	Médecine nucléaire	21
1.2.1	TEP	21
1.2.2	TEMP	23
1.2.3	La caméra Compton	27
1.3	Conclusion	28

1.1 Hadronthérapie

1.1.1 Les avantages

Les deux principaux avantages mis en avant dans l'utilisation de particules chargées lourdes sont une meilleure précision balistique du dépôt d'énergie et, dans le cas des ions plus lourds que les protons (ex : ions carbone), une meilleure efficacité biologique relative au niveau du pic de Bragg.

1.1.1.1 Précision balistique

Pour une particule chargée rapide dont la vitesse est très supérieure à la vitesse des électrons du milieu traversé, c'est-à-dire, dans l'approximation de Thomas Fermi ($v \gg v_0 Z_2^{1/3}$, où v_0 est la vitesse de Bohr (vitesse caractéristique de l'électron de l'hydrogène = $c/137$), Z_2 le numéro atomique de la cible), et dans l'approximation où l'ion va beaucoup plus vite que ses propres électrons (donc qu'il est complètement ionisé, $v \gg v_0 Z_1^{1/3}$), la perte d'énergie moyenne par collisions élastiques et inélastiques sur les électrons du milieu, qui est régie par l'interaction coulombienne, varie en $1/v^2$ (cf formule de Bethe Bloch [Bethe, 1930]). Le domaine pour lequel ces approximations ne sont plus valables est très restreint (quelques dizaines de microns en fin de parcours). Si on intègre le profil de l'énergie déposée par unité de volume (ou de masse, ce qui donne la dose), alors on observe un profil avec un plateau et un pic avec une chute très abrupte en fin de parcours appelé pic de Bragg. Par ailleurs, la trajectoire d'un ion, qui subit principalement des collisions sur les électrons, est rectiligne, ce qui fournit l'intérêt pour la balistique latérale. Néanmoins, les collisions élastiques et inélastiques sur les noyaux atomiques des tissus traversés va induire à la fois une diffusion multiple (*straggling* latéral), qui sera d'autant plus importante que le rapport des masses entre noyaux projectile et noyaux cible est petit, et une perte des particules incidentes (fragmentation nucléaire).

Dans le cas d'un traitement en radiothérapie conventionnelle utilisant des photons, l'interaction des photons de haute énergie est dominée par la diffusion Compton, qui conduit à un recul d'électron rapide. Il en résulte que, puisque la section efficace d'absorption des photons incidents est constante, l'énergie perdue par le faisceau primaire est exponentielle en fonction de la profondeur de pénétration. Le profil de dose absorbée présente un *build-up*, dû à la fois au parcours des électrons de recul rapides et à la constitution d'un équilibre entre absorption des photons primaires et absorption des photons secondaires de plus faible énergie et donc de section efficace d'interaction plus élevée. Au-delà de ce *build up*, le profil de dose est exponentiel. Le maximum du dépôt de dose dépend de l'énergie des photons. Le principal avantage de l'hadronthérapie est que les tissus sains entourant la tumeur cancéreuse reçoivent une dose totale trois fois moins importante que lors d'un traitement en radiothérapie conventionnelle. Pour les deux modalités, les doses délivrées dans la tumeur sont très proches même si l'incertitude sur l'efficacité biologique ne permet pas d'avoir exactement la même dose. La figure 1.1 illustre les énergies déposées par des protons, des ions carbone et des photons en fonction de la profondeur dans un tissu. Les faisceaux de protons présentent l'inconvénient de subir un étalement (*straggling*) longitudinal plus important que celui des faisceaux de carbone (dû aux diffusions multiples coulombiennes et aux fluctuations statistiques associées à la perte d'énergie par ionisation). L'ion carbone présente en revanche une « queue » de dépôt d'énergie après le pic du Bragg. Cette queue est due aux fragments secondaires issus des interactions nucléaires de l'ion carbone avec la matière. On peut noter (non représenté dans cette figure des profils longitudinaux), que les profils transverses présentent un comportement similaire, avec un élargissement plus prononcé pour les faisceaux de protons que pour les ions carbone, en raison principalement de la diffusion multiple sur les noyaux. Afin d'obtenir une dose uniforme dans le volume ciblé (*Planning Target Volume* ou PTV), on pratique une modulation de l'énergie du faisceau incident comme illustré sur la figure, avec une superposition de faisceaux à différentes énergies, afin d'obtenir le SOBP (*Spread Out Bragg Peak*).

Il est possible de nos jours d'atteindre une très bonne conformité de la dose à la tumeur en radiothérapie conventionnelle avec des techniques telles que la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité ou IMRT (*Intensity Modulated Radiation Therapy*), la radiothérapie conformationnelle 3D, l'utilisation d'un *Cyber Knife* ou la méthode *Rapid Arc*. L'avantage des ions est qu'ils permettent une diminution de la dose aux organes sains et aux organes à risques autour de la tumeur tout en irradiant précisément le volume tumoral avec un nombre de champs d'irradiation beaucoup plus faible. La figure 1.2 donne le plan de traitement pour une tumeur anale dans le cadre d'un traitement par proton (*Pencil Beam Scanning*) et avec la méthode *Rapid Arc* pour un même patient.

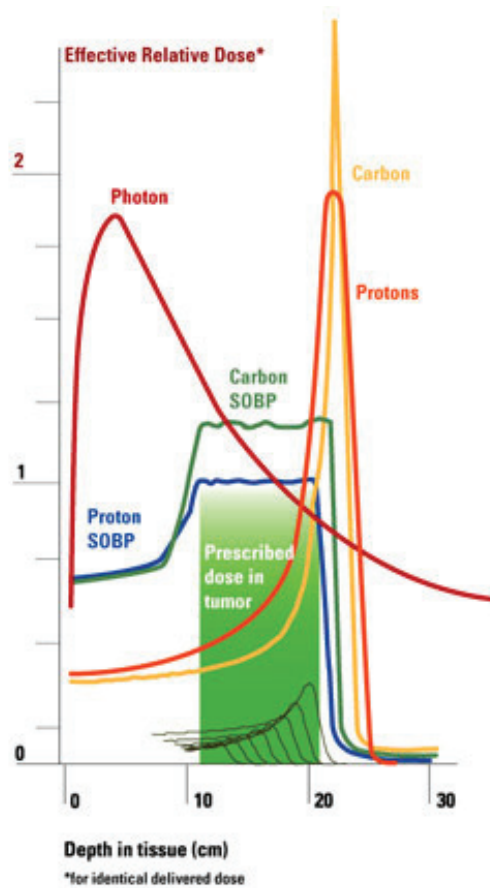


FIGURE 1.1 – Énergies déposées par des photons, des protons et des ions carbone en fonction de la profondeur dans le tissu. Illustration du pic de Bragg étalé (SOBP) couvrant la tumeur. Source Oncolink.org.

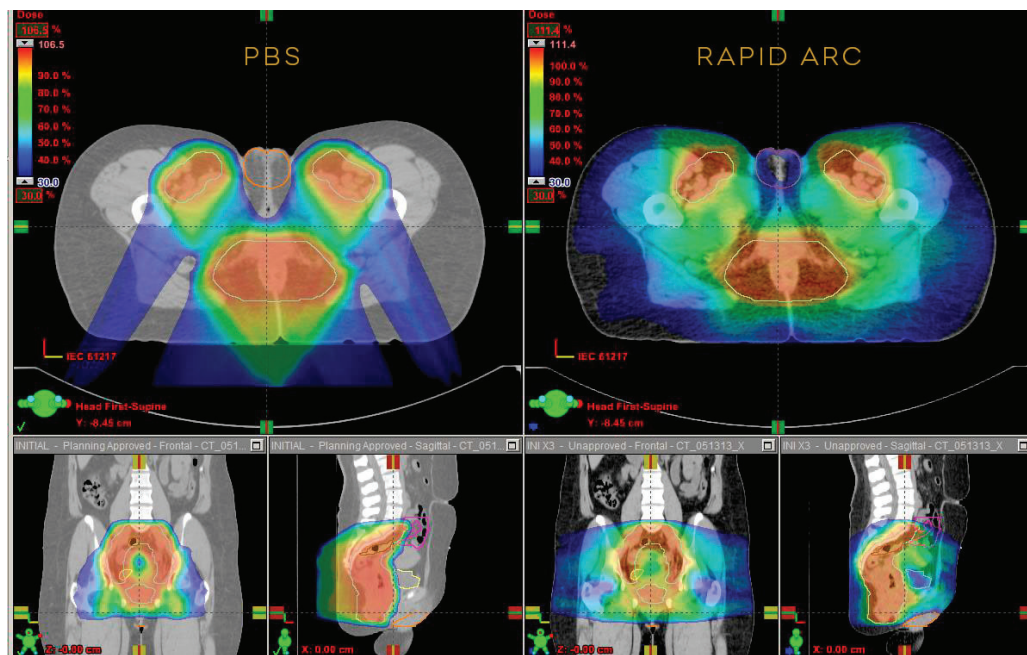


FIGURE 1.2 – Comparaison d'un plan de traitement pour un cancer anal avec un faisceau de protons (*Pencil Beam Scanning* ou PBS) et un faisceau de photons (*Rapid Arc*). La conformité à la tumeur dans le *Planning Volume Target* est précise dans les deux cas, mais la dose aux organes sains avoisinants est diminuée dans le cas des protons. Source Z. Tochner, PTCOG 2014 .

À part cet avantage balistique, les ions peuvent également présenter un avantage biologique sur les cellules cancéreuses par rapport aux photons.

1.1.1.2 Efficacité biologique relative

On constate que pour différents processus observés à l'échelle biologique (taux de survie cellulaire, réparation des dommages, taille des tumeurs) les ions multi-chargés comme le carbone sont plus efficaces que les photons dans la région des forts TEL (transfert d'énergie linéique). On définit l'efficacité biologique relative (EBR) comme le rapport entre les doses nécessaires pour obtenir un effet biologique avec une particule et avec des photons (généralement les gammas de Co-60 à 1 MeV) [ICRU, 1979]. La figure 1.3 illustre la définition de l'EBR. Elle montre les courbes de survie cellulaires pour l'irradiation de cellules avec un faisceau de particules et avec un faisceau de photons. Pour une valeur de survie donnée, la dose nécessaire avec des particules est plus faible qu'avec des photons. La valeur de l'EBR varie en fonction du type de particule, de l'énergie de la particule, de la dose par fraction du traitement, du degré d'oxygénation des cellules, du type de cellules, etc. Ainsi, l'EBR va augmenter avec : la diminution du facteur α/β qui représente la probabilité relative d'induction de lésions directement létales et sublétales (correspond à la dose (en Gy) pour laquelle les mortalités sont dues en parts égales à des dommages directement létaux et à l'accumulation de dommages sublétaux) [Gerweck and Kozin, 1999, Carabe et al., 2013], la diminution de la dose [Weyrather et al., 1999] l'augmentation du débit de dose, le nombre de fractions de traitement [Hall, 2000] et avec le transfert d'énergie linéique (TEL) de la particule et la profondeur de pénétration. Ce rapport est donc multi-paramétrique et il est difficile d'obtenir une valeur universelle par type d'ions.

En clinique, il est utilisé des Gy(EBR) ou le GyE pour prescrire les doses pour un traitement avec des ions. La valeur d'EBR communément utilisé en clinique pour les protons est de 1,1 [Paganetti et al., 2002] et de 2,5 à 3 pour les ions carbone au niveau du SOBP (dans la tumeur) [Suit et al., 2010]. La cause d'un EBR > 1 est essentiellement liée à la densité de dépôt d'énergie qui maximise la probabilité de dommages difficilement réparables tels que les cassures double-brin d'ADN.

Les valeurs d'EBR sont mesurées *in vitro* et *in vivo* [Paganetti et al., 2002]. Il est également effectué tout un travail sur la modélisation des interactions des particules avec les cellules afin de modéliser au mieux les conséquences biologiques des irradiations au niveau local et à très court terme (10^{-17} s) jusqu'au long terme (quelques minutes et plus). Il existe deux grands modèles utilisés en clinique pour calculer l'EBR actuellement : le LEM (*Local Effect Model*) développé à GSI en Allemagne [Scholz et al., 1997] et utilisé dans les centres de traitement européens et le *Microdosimetric-Kinetic Model* (MKM) [Hawkins, 1998] utilisé surtout au Japon (à HIMAC à Chiba par exemple). Ces modèles sont en constante évolution afin d'intégrer les dernières compréhensions de l'interaction des ions dans un patient. Par ailleurs, la modélisation multi-échelle de la dose biologique proposée par les modèles LEM et MKM est sujette à amélioration [Beuve et al., 2009].

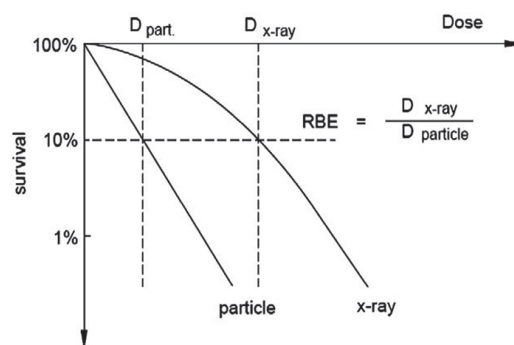


FIGURE 1.3 – Illustration de la définition de l'EBR. Courbe de survie cellulaire en fonction de la dose de rayonnements appliquée. La dose nécessaire avec un faisceau de particules est moindre que pour un faisceau de photons pour une survie cellulaire donnée.

1.1.1.3 Effet oxygène

Un autre avantage des ions est qu'un meilleur rapport effet oxygène (ou *Oxygen Enhancement Ratio*) est obtenu. L'OER est défini comme le rapport entre la dose aux cellules hypoxiques (manque d'oxygène) et aux cellules bien oxygénées. En effet, dans la partie centrale d'une tumeur, les cellules peuvent avoir un manque d'oxygène. Les cellules en hypoxie peuvent nécessiter jusqu'à trois fois plus de doses que des cellules normales afin d'être détruite [Hall, 2000]. L'OER permet de comparer l'effet de deux rayonnements par la survie de différentes cellules. Le rapport OER a un comportement inversement proportionnel au TEL. Les ions ont ainsi un réel avantage par rapport aux photons, et plus particulièrement les ions carbone qui possèdent un TEL supérieur aux protons [Schlaff et al., 2014].

1.1.2 Incertitudes

Le traitement d'un patient en radiothérapie conventionnelle ou en hadronthérapie est une combinaison complexe entre les technologies utilisées, la planification du traitement et le patient. Chacune de ces composantes comporte ses propres sources d'incertitude sur la précision du traitement et il est nécessaire de les calculer afin de les prendre en compte dans l'estimation du contrôle tumoral du traitement. Dans la suite de cette section, je vais détailler certaines incertitudes présentées sur le tableau 1.4 [Paganetti, 2012] qui donne une liste d'incertitudes identifiées.

Source of range uncertainty in the patient	Range uncertainty without Monte Carlo	Range uncertainty with Monte Carlo
Independent of dose calculation		
Measurement uncertainty in water for commissioning	± 0.3 mm	± 0.3 mm
Compensator design	± 0.2 mm	± 0.2 mm
Beam reproducibility	± 0.2 mm	± 0.2 mm
Patient setup	± 0.7 mm	± 0.7 mm
Dose calculation		
Biology (always positive) ^	$+\sim 0.8\%$	$+\sim 0.8\%$
CT imaging and calibration	$\pm 0.5\%$ ^a	$\pm 0.5\%$ ^a
CT conversion to tissue (excluding I-values)	$\pm 0.5\%$ ^b	$\pm 0.2\%$ ^g
CT grid size	$\pm 0.3\%$ ^c	$\pm 0.3\%$ ^c
Mean excitation energy (I-values) in tissues	$\pm 1.5\%$ ^d	$\pm 1.5\%$ ^d
Range degradation; complex inhomogeneities	-0.7% ^e	$\pm 0.1\%$
Range degradation; local lateral inhomogeneities *	$\pm 2.5\%$ ^f	$\pm 0.1\%$
Total (excluding *, ^)	$2.7\% + 1.2$ mm	$2.4\% + 1.2$ mm
Total (excluding ^)	$4.6\% + 1.2$ mm	$2.4\% + 1.2$ mm

The number are estimations based on finding by

^a Chvetsov and Paige (2010).

^b Schaffner and Pedroni (1998) and Matsufuji et al (1998).

^c Espana and Paganetti (2011).

^d ICRU (1993), Bichsel and Hiraoka (1992) and Kumazaki et al (2007).

^e Sawakuchi et al (2008), Bednarz et al (2010) and Urie et al (1986).

^f Bednarz et al (2010).

^g Espana and Paganetti (2010).

FIGURE 1.4 – Inventaire des incertitudes identifiées pour un traitement avec un faisceau de protons [Paganetti, 2012]. Les estimations sont des moyennes avec un écart type de 1,5. Certains traitements (comme le cancer des poumons) peuvent avoir des incertitudes plus importantes.

1.1.2.1 Incertitudes communes avec la radiothérapie conventionnelle et l'hadonothérapie

Que ce soit en radiothérapie conventionnelle avec des photons ou en hadronthérapie, certaines sources d'incertitudes sont identiques de par la nature du type de traitement.

La première source d'incertitude est la délimitation de la tumeur sur les images scanner disponibles du patient. La délimitation de la tumeur, ou plutôt du PTV, tient compte des incertitudes associées à la localisation par le scanner X. Les instructions données à l'accélérateur pour irradier le patient sont incluses dans le PTV qui comprend toutes les incertitudes connues. Il prend ainsi en compte la tumeur, des marges pour tenir compte du mouvement de la tumeur, des marges de repositionnement du patient et des marges pour les extensions microscopiques de la tumeur en périphérie de la tumeur. Il est important de limiter le plus possible la zone du PTV afin de diminuer au maximum la dose aux organes à risques avoisinants. Cette délimitation du PTV se fait manuellement et peut donc être sujette à un détournage non optimisé par le médecin et le physicien médical.

Une deuxième source d'incertitude est la morphologie du patient qui peut varier entre deux fractions de traitement (d'un jour à l'autre). Parmi ces variations, peuvent être cités le repositionnement du patient, la variation de la taille de la tumeur qui va diminuer au fil des séances de traitement [Hui et al., 2008, Mori et al., 2009] et des changements physiologiques. Ces changements physiologiques peuvent être une vessie pleine (ou vide) ou la présence de gaz dans le rectum [Fokdal et al., 2004].

La dernière incertitude est le mouvement de la tumeur dû à la respiration du patient ou le battement du coeur. L'amplitude des mouvements pour une tumeur des poumons dans l'axe supérieur – inférieur peut être de 5 mm pour 40 % des patients [Liu et al., 2007] et de 8 mm pour le cancer du foie [Case et al., 2010]. Ce mouvement peut engendrer une irradiation des tissus sains à la place de la tumeur et une modification des tissus traversés par les ions et donc une modification de leur parcours dans le patient. Le mouvement des organes est l'une des problématiques importantes pour le traitement de certaines tumeurs comme les tumeurs pulmonaires avec des ions [Liu et al., 2015].

Différentes techniques sont mises en place pour limiter au maximum ces sources d'erreur : système de contention du patient, compression mécanique sur le thorax, recalcul du traitement entre les séances, scanner 4D, imageur portal. Ces incertitudes sont bien identifiées depuis longtemps avec la radiothérapie conventionnelle, mais impactent plus sévèrement le traitement avec des ions.

1.1.2.2 Incertitude liée à la conversion des unités Hounsfield

L'unité Hounsfield UH permet d'indiquer la densité électronique des différents organes du patient à partir d'une tomодensitométrie. Cette unité est utilisée pour déterminer dans le plan de traitement le dépôt de dose des photons dans le patient (tissus, os). Le calcul des unités Hounsfield ne pose pas de problème en radiothérapie conventionnelle, car le processus majoritaire de perte d'énergie des photons est l'interaction avec les électrons du cortège électronique (diffusion Compton). Les ions interagissent quant à eux par ionisation, excitations atomiques et moléculaires, diffusion multiple et réaction nucléaire. L'unité d'intérêt est dans ce cas le pouvoir d'arrêt qui est déterminé à partir de la densité électronique. L'incertitude dans ce calcul du pouvoir d'arrêt implique une erreur sur le calcul de la dose déposée par les ions [Jiang et al., 2007] et le parcours des ions [Mustafa and Jackson, 1983, Schaffner and Pedroni, 1998, Schneider et al., 2005, Paganetti, 2012]. Il serait ainsi préférable de calculer les densités électroniques via une imagerie avec des protons comme le montrent les études de radiographies ou tomographies proton effectuées par différents groupes [Schneider et al., 2004, Schulte et al., 2005, Watts et al., 2009, Testa et al., 2013, Plautz et al., 2014, Rinaldi et al., 2014].

1.1.2.3 Incertitude liée au parcours des ions

Une autre source d'incertitude vient du calcul du parcours des ions dans le patient. La valeur du pouvoir d'arrêt linéaire des ions dans la matière qui est fonction du potentiel d'ionisation du milieu en fonction de l'énergie des ions. Il est montré par [Andreo, 2009] que la variation de la valeur moyenne d'énergie d'excitation déplace le pic de Bragg à une énergie donnée. L'incertitude associée sur le parcours des ions est de 1,5 à 2%. La présence d'un bolus ou d'un compensateur dans le faisceau peut induire une incertitude si l'épaisseur de ce dernier est mal définie.

1.1.2.4 Confiance dans la précision du traitement ?

Lorsque l'on regarde toutes ces incertitudes présentes lors d'un traitement en hadronthérapie, il est légitime de se questionner quant à la confiance que l'on peut accorder à la précision de l'irradiation du patient. En effet, il peut résulter une irradiation des organes à risques avoisinant la tumeur sans que cela soit planifié sachant qu'il y a une toujours une différence entre ce qui est planifié dans le plan de traitement et ce qui se passe en réalité. Par exemple, une erreur de 8 mm dans le parcours de protons peut être prise en compte comme incertitude au *Massachusetts General Hospital* à Boston lors d'un traitement correspondant à un parcours de protons de 20 cm dans les tissus mous [Paganetti, 2012].

Il apparaît clairement qu'un contrôle qualité du traitement doit être mis place afin de vérifier la cohérence entre le plan de traitement et l'irradiation de la tumeur du patient.

1.1.3 Assurance qualité du traitement délivré

Les ions utilisés en routine clinique actuellement dans le cadre d'un traitement en hadronthérapie sont les protons et les ions carbone. Grâce aux avancées technologiques dans le domaine des accélérateurs de particules (cyclotron, synchrotron), il est possible d'atteindre tous les organes du corps humain avec des protons de 230 MeV et des ions carbonés de 430 MeV/n (32 cm de parcours dans le patient). Les ions interagissent majoritairement avec les tissus par ionisations et excitations des atomes ou des molécules. Les ions perdent de manière continue de l'énergie cinétique tout le long de leur parcours et sont peu déviés de leur trajectoire initiale, car leur masse est bien supérieure à celle des électrons (1832 fois supérieures pour les protons). Les ions peuvent également interagir avec le noyau des atomes par diffusion élastique coulombienne. La perte d'énergie lors de cette diffusion est négligeable, mais ces interactions dévient les ions incidents et participent à l'élargissement du faisceau d'ions incidents. L'autre interaction principale est la collision inélastique entre un ion incident et le noyau d'un atome cible : c'est une réaction nucléaire. Les réactions nucléaires pour les protons et les ions carbonés se passent en deux étapes. La première étape correspond à la collision nucléaire en tant que telle (10^{-22} s). Dans le cas d'un proton incident, il interagit avec le noyau et va initier une cascade de collisions nucléon-nucléon qui mènent à l'émission de protons, neutrons et des fragments légers. Dans l'interaction avec un ion carbone, les deux noyaux vont se chevaucher et l'ion carbone devient un fragment nucléaire ayant quasiment la même vitesse que l'ion carbone. L'atome touché est également un fragment. La deuxième étape de la réaction nucléaire est la désexcitation (10^{-18} – 10^{-16} s). Les fragments créés durant la première étape vont se désexciter en émettant des particules secondaires (neutrons, protons, gammas prompts). La figure 1.5 schématise la réaction nucléaire entre un ion incident et un noyau cible. La réaction d'un proton et celle d'autres types d'ions sont séparées. Les taux d'émissions des particules secondaires sont corrélés avec le parcours des ions. La figure 1.6 met en avant cette corrélation en montrant le profil de dose déposée dans un fantôme d'eau par des ions carbone de 310 MeV/n et les taux d'émission de particules secondaires générées [Dedes et al., 2014]. C'est grâce à ces particules secondaires émises après les réactions nucléaires qu'il est possible de réaliser un contrôle qualité du traitement en ce qui concerne le dépôt d'énergie dans le patient. Les particules secondaires sont les seules susceptibles de ressortir du patient, et de nous renseigner non seulement sur le taux de réactions nucléaires (relié à la dose), mais aussi, si ces particules ont une trajectoire rectiligne depuis leur vertex d'interaction, sur le parcours des ions. C'est le cas des gammas prompts et des protons secondaires en carbone thérapie, et des photons d'annihilation des radioisotopes créés.

Une donnée importante à connaître afin de pouvoir discuter de l'utilisation d'une méthode de contrôle du parcours des ions est le nombre d'ions délivrés par *pencil beam* ou alors par tranche en énergie. Ce nombre d'ions délivrés va en effet définir le nombre de particules secondaires émises et détectées par le système de détection. Pour un contrôle du parcours des ions en temps réel, l'ordre de grandeur de protons délivrés pour un *pencil beam* et la partie distale de la tumeur est de 10^8 [Smeets et al., 2012] et pour les ions carbone de 10^6 [Kramer et al., 2000].

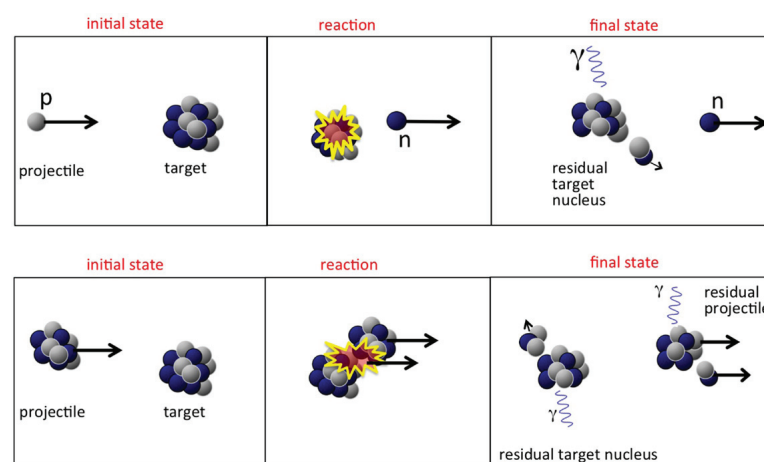


FIGURE 1.5 – Schéma des interactions nucléaires entre les ions incidents et les atomes sur leurs parcours. Illustration du modèle d'abrasion-ablation [Kraan, 2015].

De nos jours, il n'y pas de pratiques harmonisées de l'assurance qualité en hadronthérapie au niveau mondial entre tous les centres de traitement. Étant une technique relativement nouvelle, chaque centre a développé ses propres contrôles spécifiques à l'accélérateur utilisé. Néanmoins, les nouveaux centres tendent à coopérer entre eux afin d'harmoniser les contrôles et les fiabiliser. Je vais discuter particulièrement dans cette section de l'assurance qualité concernant le contrôle du parcours des ions dans le patient afin de vérifier que les ions déposent bel et bien le maximum de leur énergie (dose) dans la tumeur, ou autrement dit, détecter le pic de Bragg. La solution technologique implantée en clinique jusqu'à présent est la tomographie par émission de positons (TEP) qui détecte l'émission de deux photons de 511 keV émis par la décroissance radioactive des fragments émetteurs β^+ créés par les ions incidents. Une autre possibilité est de détecter les gammas prompts émis lors des réactions nucléaires. Différentes solutions technologiques sont en cours de développement dont la caméra Compton. Il existe enfin d'autres méthodes comme la détection des protons secondaires en carbone thérapie [P Henriquet, 2012, V. Reithinger, 2013, Gwosch et al., 2013], l'utilisation d'ultrasons [Assmann et al., 2015], la détection du rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) [Yamaguchi et al., 2012] ou le rayonnement Cerenkov [Helo et al., 2014].

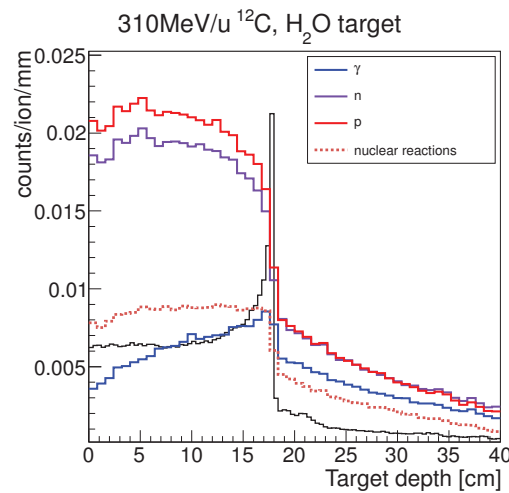


FIGURE 1.6 – Profil du dépôt de dose (courbe noire) et profils d'émission de rayonnements secondaires (gammas, neutrons et protons) pour l'interaction d'ions carbone de 310 MeV/n dans une cible d'eau. Résultats obtenus par simulation Monte Carlo (Geant4.9.4) [Dedes et al., 2014].

1.1.3.1 Tomographie par émission de positrons (TEP)

Lors de l'interaction des ions incidents avec la matière, des fragments peuvent être créés, que ce soit le projectile lui-même qui fragmente (comme pour les ions carbone) ou alors les éléments constituant la matière (^{16}O , ^{12}C , ^{14}N , ^{31}P). Des fragments émetteurs β^+ dans leur état fondamental peuvent être créés et le positon émis en se désintégrant va créer deux photons d'annihilations de 511 keV à 180 degrés. L'activité des fragments est liée au parcours des ions dans le patient [K. Parodi, 2004]. Le contrôle du traitement consiste à comparer l'activité mesurée avec une caméra TEP après le traitement du patient et l'activité prévisionnelle du plan de traitement (simulations Monte-Carlo). Il existe trois différentes possibilités d'utiliser la TEP pour le contrôle du parcours des ions : pendant le faisceau (*in-beam*), dans la même pièce (*in-room*) ou dans une autre salle d'examen (*off-line*). La figure 1.7 reprend les trois possibilités actuellement disponibles.

In-beam Les détecteurs se trouvent autour du patient qui se situe sur la table de traitement. Il est possible de lancer une acquisition entre deux extractions de faisceau d'un synchrotron ou directement à la fin du traitement (cyclotron). Le fait de réaliser rapidement l'acquisition permet d'acquérir plus de statistique (décroissance rapide de l'activité des fragments), de ne pas bouger le patient et d'éviter l'effet dit de *washout* biologique qui est le déplacement des isotopes β^+ dans le patient via le sang. Cette solution a été choisie dans les centres suivant : le *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (GSI) à Darmstadt en Allemagne [Pawelke et al., 1997, Enghardt et al., 2004] ; le *Heavy Ion Medical Accelerator* (HIMAC) à Chiba au Japon [Iseki et al., 2003] ; le *CATANA Protontherapy Center* à Catania en Italie [Sara Vecchio, 2007] et au *National Cancer Center* (NCC) à Kashiwa au Japon [Nishio et al., 2010, Miyatake et al., 2010]. Au vu de la localisation des détecteurs au plus près de la

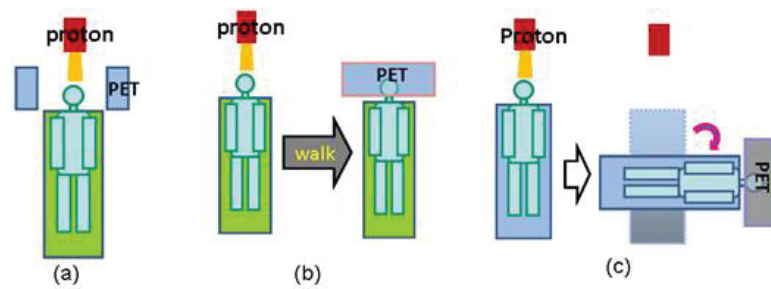


FIGURE 1.7 – Schéma de trois systèmes disponibles pour effectuer un contrôle du parcours des ions en clinique avec la TEP. Le schéma (a) représente la solution *in-beam*, le schéma (b) la solution *off-line* et le schéma (c) la solution *in-room* [Zhu and Fakhri, 2013].

tête de traitement et du patient, il n'est pas possible d'avoir une TEP complète ce qui limite les performances.

In-room Un système de TEP indépendant est installé dans la même salle de traitement. Il est ainsi possible de réaliser une mesure rapidement (environ 2-3 minutes) après la fin de la fraction. Avec ce temps de mise en place pour l'examen TEP faible, l'activité de ^{15}O est encore détectable ce qui améliore la qualité des images reconstruites de la caméra TEP. Le *washout* biologique n'est quant à lui pas encore trop important. Ce choix est moins cher que le système *in-beam* mais moins de patients peuvent être traités, car l'examen TEP occupe la salle de traitement. Un problème est la superposition des images d'un examen scanner et de la TEP pour bien localiser les activités détectées. Une TEP *in-room* est installée au *Francis H. Burr Proton Therapy Center* à Boston aux États-Unis [Zhu et al., 2011].

Off-line Un système de TEP commercial est installé dans une autre salle que celle de traitement. Avec le déplacement du patient son installation dans la nouvelle salle, il peut s'écouler entre 10 minutes entre la fin du traitement et le début de l'examen TEP. Les problèmes évités par les autres techniques apparaissent ici : activité du ^{15}O très faible et il ne reste que l'activité du ^{11}C , le *washout* biologique et éventuellement des changements morphologiques et de position du patient. Les centres utilisant la TEP *off-line* sont entre autres : le *Francis H. Burr Proton Therapy Center* au *Massachusetts General Hospital* [Knopf et al., 2008, Knopf et al., 2011] à Boston aux États-Unis ; le *Proton Therapy Institute at the University of Florida* aux États-Unis [Hsi et al., 2009] et au *Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT)* à Heidelberg en Allemagne [Combs et al., 2012].

La figure 1.8 illustre la décroissance de l'activité induite par les fragments secondaires issus des réactions nucléaires des ions incidents. L'activité est maximale pendant le traitement du patient et diminue ensuite rapidement une fois le faisceau arrêté. L'utilisation de chaque modalité de caméra TEP est indiquée en fonction de la décroissance de l'activité des fragments. Il apparaît que plus l'examen TEP est fait rapidement après (ou même pendant le traitement) et meilleur est le signal mesuré par la TEP sera meilleur.

Vérification du parcours des ions. L'utilisation d'une TEP est disponible cliniquement pour le contrôle du parcours des ions en hadronthérapie. Cependant, les sources d'incertitudes dans l'évaluation du parcours des ions avec la TEP sont encore nombreuses : le *washout* biologique, la précision des simulations Monte Carlo, le mouvement interne et externe du patient, les performances des détecteurs de la caméra TEP. Il est donc important d'optimiser cette technique et il peut en outre être développé en parallèle d'autres techniques pour le contrôle du parcours des ions. Une autre manière est d'utiliser les photons gamma prompts émis lors des réactions nucléaires générées lors de l'irradiation du patient.

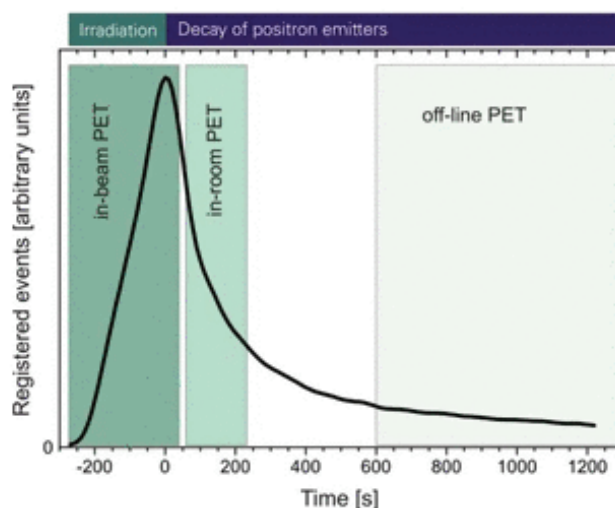


FIGURE 1.8 – Nombre d'événements enregistrés en fonction du temps lors d'un traitement par ions carbone. Ce nombre d'événements dépend de la modalité choisie pour le contrôle TEP. L'activité due aux fragments est maximale pendant l'irradiation et décroît rapidement une fois le faisceau coupé. Le début de l'axe des abscisses et le zéro correspondent respectivement au début et à la fin de l'irradiation [Kunath et al., 2009].

1.1.3.2 Gammas prompts

Les réactions nucléaires induites par les ions incidents avec les noyaux de la cible sont à l'origine de gammas prompts suite à la désexcitation des fragments excités. On peut considérer en première approximation que ces photons sont émis de manière isotrope sur 4π stéradians avec un spectre en énergie qui s'étale jusqu'à 10 MeV environ. La figure 1.9 montre des spectres en énergie mesurés avec un détecteur LaBr₃ collimaté utilisant la réjection Compton et la mesure de temps de vol pour sélectionner les gammas prompts émis par un fantôme d'eau irradié par un faisceau de protons de 230 MeV [Verburg et al., 2013]. La courbe bleue montre le spectre en énergie avec la caméra placée 9 mm avant le pic de Bragg et la courbe verte le spectre en énergie pour la caméra placée 9 mm après le pic de Bragg (avec essentiellement du bruit induit par les neutrons secondaires). La différence des deux spectres correspond donc au spectre d'énergie des gammas prompts qui présente de nombreuses raies caractéristiques des noyaux composant la cible.

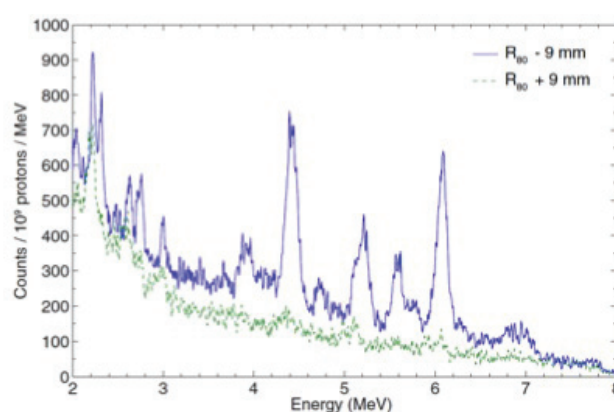


FIGURE 1.9 – Spectres en énergie de gammas prompts émis par un fantôme d'eau irradié par un faisceau de protons de 230 MeV. Le spectre bleu est mesuré 9 mm avant le pic de Bragg et le spectre vert 9 mm après. La réjection Compton et le temps de vol sont utilisés pour ne sélectionner que les gammas prompts [Verburg et al., 2013].

Utiliser les gammas prompts pour le contrôle du parcours des ions est cependant un défi. La détection des gammas prompts ayant une énergie supérieure à 1 MeV pose des problèmes de collimation et d'absorption totale dans les détecteurs. L'autre défi est de réussir à extraire le signal utile généré par les gammas prompts alors que le bruit de fond généré par les neutrons secondaires est important. Je présente trois types de détecteurs

qui s'attaquent à ces défis et proposent des solutions technologiques à la détection des gammas prompts dans le cadre d'une application en hadronthérapie : les caméras collimatées, les caméras Compton et une technique de mesure du temps de vol des gammas prompts.

1.1.3.2.1 Caméra collimatée

Les caméras collimatées pour le contrôle du parcours des ions en hadronthérapie reprennent le principe de détection des caméras Anger utilisées actuellement en imagerie médicale. Elles mesurent une projection 1D de l'émission des gammas prompts émis par le patient ou la cible observée. Une caméra collimatée est composée d'un collimateur et d'un détecteur absorbant les gammas prompts (souvent un scintillateur). Il existe deux stratégies de collimation de la caméra : une simple fente ou plusieurs fentes. Les deux types de collimation peuvent permettre d'obtenir une précision millimétrique sur le pic de Bragg à l'échelle d'un *pencil beam* pour une cible homogène [Bom et al., 2012, Smeets et al., 2012, I Perali, 2014]. De récentes mesures réalisées avec un fantôme anthropomorphe et un plan de traitement réaliste montrent qu'une précision de 4 mm est atteignable pour un *pencil beam* avec le prototype de caméra *knife edge* développé par IBA [G. Janssens, 2015]. Une précision de 2 mm est atteignable en regroupant plusieurs spots voisins, mais cela dégrade la résolution de la caméra à 7 mm (FWHM). Une autre étude sur une cible hétérogène montre que la précision ou FRP (*Falloff retrieval position*) de cette caméra est limitée à 7 mm [M Priegnitz, 2015]. L'application de la discrimination par temps de vol à la caméra *Knife edge* a montré une amélioration d'un facteur 1,6 du rapport signal sur bruit [Cambraia Lopes et al., 2015]. La caméra *knife edge* (figure 1.10(a)) est actuellement la solution de contrôle du parcours des ions utilisant les gammas prompts la plus proche d'une utilisation clinique.

En ce qui concerne les caméras collimatées multi-fentes, des optimisations de la géométrie du collimateur ont été étudiées [Min et al., 2012, Pinto et al., 2014]. Ces optimisations mènent à une précision millimétrique sur l'estimation du parcours des ions à l'échelle d'un *pencil beam*. Un prototype de caméra collimatée multi-fentes à temps de vol est développé à l'IPN Lyon. La caméra utilise le même absorbeur que la caméra Compton en cours de développement, mais les blocs de scintillateur BGO sont disposés différemment. Le collimateur est composé de plaques de tungstène ($17 \times 10 \times 0,15 \text{ cm}^3$) espacées régulièrement sur une distance de 30 cm. Deux collimateurs de 30 cm de long peuvent être utilisés indépendamment avec l'absorbeur pour doubler la taille du détecteur. La figure 1.10(b) montre la photo d'une partie du collimateur.

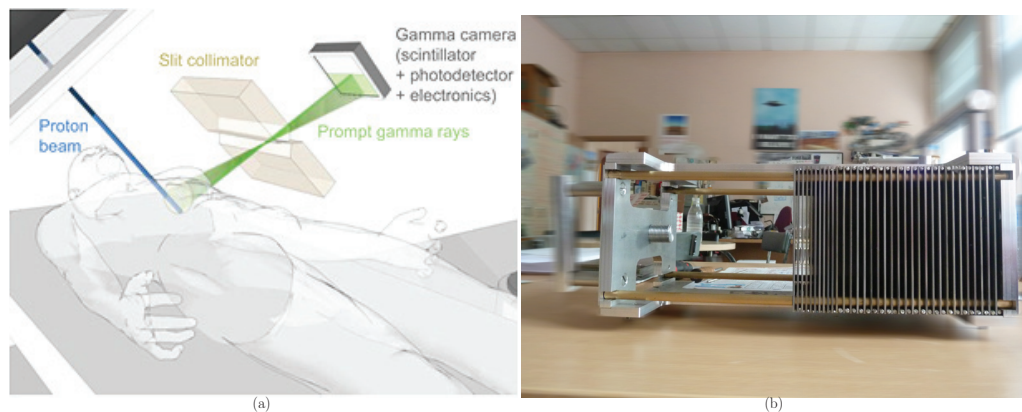


FIGURE 1.10 – (a) Vue artistique de la caméra collimatée *Knife edge* développée par IBA lors du traitement d'un patient en protonthérapie. (b) Collimateur multi-fentes développé à l'IPN de Lyon.

1.1.3.2.2 Prompt gamma timing

La technique du *prompt gamma timing* consiste à mesurer la somme du temps de parcours des ions dans le patient et du temps de propagation des gammas prompts jusqu'au détecteur. Cette mesure de temps est déterminée à partir de la différence de temps entre la détection des gammas prompts par un scintillateur et la radio fréquence de l'accélérateur. Le parcours des ions est corrélé à la fois à la position et à la largeur du pic gammas prompts dans le spectre de temps de vol mesuré [Golnik et al., 2014]. La figure 1.11(a) montre le dispositif expérimental de la technique avec la position du scintillateur en arrière de la cible. La figure 1.11(b) montre les spectres de temps de vol théoriques et mesurés pour différentes épaisseurs de cible en PMMA et un faisceau de protons de 150 MeV (13,6 cm de parcours). La résolution temporelle du détecteur est estimée à 450 ps (RMS) et le nombre de coups est normalisé à 10^9 protons incidents. Le décalage de la moyenne et l'élargissement du spectre sont dus à l'augmentation du parcours des ions dans la cible. De premières mesures sur un faisceau de protons clinique (WPE, Essen) ont permis de déterminer la précision de la technique à 5 mm pour déterminer la présence d'une cavité d'air dans un fantôme en PMMA avec une statistique de 10^8 protons incidents (un *pencil beam*). La précision de la technique atteint 2 mm pour une statistique de 10^{10} protons incidents [Fernando Hueso-Gonzalez, 2015]. La technique est prometteuse et peu coûteuse. Certains points doivent encore être améliorés comme la vitesse de lecture de l'acquisition pour faire face aux taux de comptage à intensité clinique ou l'amélioration de la modélisation des spectres en temps de référence.

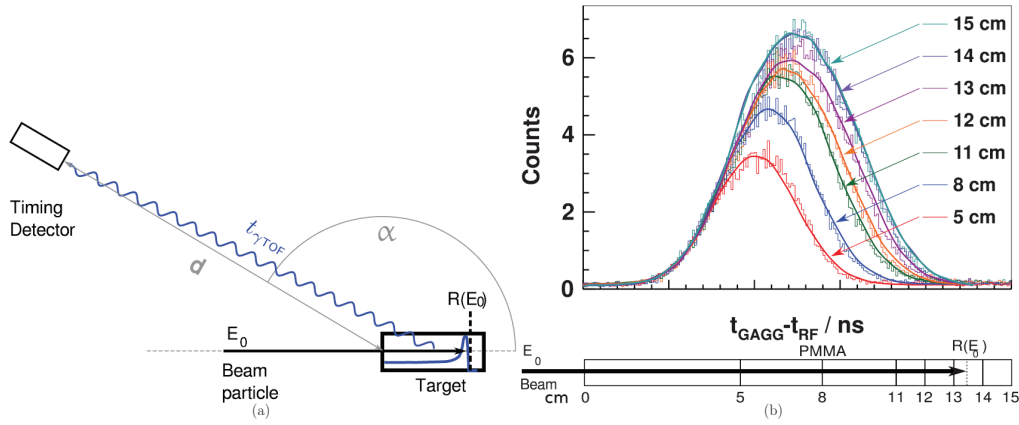


FIGURE 1.11 – (a) Schéma du dispositif expérimental mis en place par Golnik et al. pour réaliser leurs mesures de temps de vol sur une cible homogène au centre KVI-CART (université de Groningen). (b) Spectres de temps de vol théoriques (courbes lissées) et mesurés pour différentes épaisseurs de cible en PMMA et un faisceau de protons de 150 MeV (13,6 cm de parcours). Les spectres sont normalisés à 10^9 protons incidents [Golnik et al., 2014].

1.1.3.2.3 Caméra Compton

L'objectif est d'utiliser la diffusion Compton pour détecter les gammas prompts (ou les photons en imagerie nucléaire) et déterminer leurs positions d'émission. La diffusion Compton offre une collimation électronique ce qui augmente *a priori* l'efficacité de détection des photons émis comparée à un système de caméra collimatée. La plage en énergie où l'effet Compton est majoritaire est de 500 keV à 5 MeV ce qui correspond au spectre en énergie des gammas prompts. Une caméra Compton est composée au minimum de deux détecteurs : un premier détecteur (appelé diffuseur) où le photon va diffuser et un détecteur où le photon diffusé va être absorbé totalement (ou partiellement). Pour optimiser la diffusion dans le premier détecteur (et diminuer l'effet d'élargissement Doppler), il faut choisir un matériau qui possède un Z faible pour favoriser l'effet Compton (dont la section efficace varie comme Z) comparé à l'effet photoélectrique (dont la section efficace varie comme Z^5) et la création de paires (dont la section efficace varie comme Z^2). Pour cette raison, le silicium est souvent choisi comme diffuseur ($Z=14$) par rapport au tellure de cadmium CdTe ($Z=48$). Le deuxième détecteur (appelé absorbeur) doit avoir un Z élevé pour favoriser l'effet photoélectrique. La figure 1.13 illustre la détection d'un photon par la diffusion Compton dans un diffuseur et un absorbeur. L'énergie déposée dans le diffuseur (ΔE_1) et l'énergie déposée dans l'absorbeur (ΔE_2) permettent de calculer l'angle de diffusion Compton θ comme défini par l'équation 1.1.

$$\cos(\theta) = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_f} - \frac{1}{E_i} \right), \quad (1.1)$$

avec θ l'angle de diffusion Compton du photon incident,
 $m_e c^2$ l'énergie de masse de l'électron,
 E_f l'énergie du photon incident après la diffusion Compton,
 E_i l'énergie initiale du photon incident.

L'énergie des gammas prompts n'est pas connue (spectre continu voir figure 1.9) et donc l'énergie initiale de la formule de diffusion Compton est considérée comme étant la somme des énergies déposées dans la caméra Compton. La position d'interaction du gamma prompt dans le diffuseur (r_1) donne le sommet du cône Compton reconstruit et la position de l'interaction du gamma prompt diffusé dans l'absorbeur (r_2) donne l'axe du cône Compton. Les résolutions en énergie et les résolutions spatiales des détecteurs vont modifier le calcul de l'angle de diffusion Compton et la position du cône Compton ce qui dégrade la reconstruction de la position du point d'émission du gamma prompt. Chaque photon détecté donne lieu à la reconstruction d'un cône Compton. L'intersection de l'ensemble des cônes reconstruits donne une image de la distribution des points d'émission des photons détectés. Dans le cadre de ma thèse, deux méthodes de reconstruction ont été utilisées : une méthode analytique (ligne-cône) et une méthode itérative (LM-MLEM).

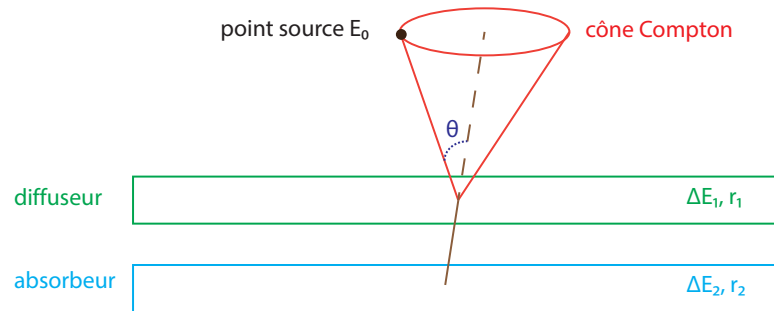


FIGURE 1.12 – Représentation de la diffusion Compton d'un photon dans la caméra Compton. La position d'émission du photon est estimée sur le cône Compton ayant une ouverture θ définie par l'angle de diffusion Compton du photon.

Reconstruction des événements

Lors de la détection d'une coïncidence dans la caméra Compton, la position et l'énergie du photon diffusé sont obtenues dans le diffuseur et l'absorbeur. À partir de ces mesures, il est possible de reconstruire un cône représentant la probabilité d'émission du photon. Le point d'émission du photon se trouve sur la surface de ce cône. Le cône est défini par son angle d'ouverture θ (déterminé à partir de l'énergie déposée dans la caméra), la position de son sommet (position de l'interaction dans le diffuseur) et son axe (défini par les deux points d'interaction dans la caméra). Chaque événement détecté en coïncidence donnant lieu à un cône reconstruit, le point d'émission des photons correspond à l'intersection des cônes dans le cas d'une source ponctuelle. Il est possible d'utiliser un algorithme analytique ou un algorithme itératif pour reconstruire l'image finale. Plusieurs méthodes analytiques ont été proposées pour la reconstruction [Cree and Bones, 1994, Basko et al., 1998, Parra, 1999, Hirasawa and Tomitani, 2003, Maxim et al., 2009]. Dans le cadre de l'hadronthérapie, l'hodoscope utilisé donne l'information de la direction de l'ion incident. Avec cette information, on suppose que les gammas prompts détectés sont émis sur cette ligne. À partir de cette hypothèse, la reconstruction se résume à l'intersection d'un cône et d'une droite. Cette méthode permet de n'avoir que deux solutions possibles pour le point d'émission du gamma détecté. Cette méthode analytique est appelée « méthode ligne-cône » dans le manuscrit. Elle permet d'obtenir rapidement le profil des points d'émission des événements détectés dans la direction du faisceau d'ions.

La méthode itérative permet d'obtenir une image en 3D et permet de tenir compte de la résolution en énergie et spatiale des détecteurs. Comme pour la méthode analytique, différents algorithmes ont été développés [Schone et al., 2010, Zoglauer et al., 2011, Gillam et al., 2011, Mackin et al., 2012, Lojacono et al., 2013]. L'algorithme

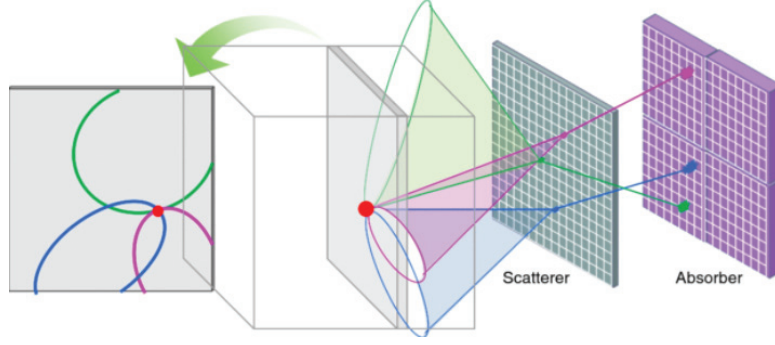


FIGURE 1.13 – Représentation du principe de reconstruction des évènements à partir des cônes obtenus à partir des évènements détectés.

itératif *List-Mode Maximum Likelihood Expectation Maximization* (LM-MLEM) est une version de l'algorithme MLEM qui permet de s'affranchir des sinogrammes de données et de reconstruire directement l'image à partir de la liste des évènements détectés. La première étape de l'algorithme est de définir un volume contenant la source. Ce volume est divisé en voxels de taille égale et l'intensité d'émission est supposée homogène à l'intérieur de chaque voxel j suivant une loi de Poisson de paramètre λ_j . Le vecteur λ contient les intensités d'émission de tous les voxels du volume et l'objectif de l'algorithme est de le calculer. La matrice système (notée T) est composée des coefficients t_{ij} qui représentent la probabilité que le photon émis par le voxel j soit détecté en tant qu'évènement en coïncidence i par la caméra Compton. Les valeurs de t_{ij} correspondent à la longueur du segment d'intersection entre le voxel et la ligne de réponse définie par les points d'interaction dans le diffuseur et dans l'absorbeur. La probabilité que le photon gamma détecté en coïncidence soit émis par le voxel j est s_j . La sensibilité de la caméra correspond au vecteur s contenant l'ensemble des s_j . La matrice T et s sont les paramètres spécifiques à l'algorithme développé pour la caméra Compton.

L'algorithme LM-MLEM commence avec une valeur initiale $\lambda^{(0)}$, qui peut être la rétroprojection simple donnée. La suite des itérations de l'algorithme est définie par la relation de récurrence suivante :

$$\lambda_j^{(l+1)} = \frac{\lambda_j^{(l)}}{s_j} \sum_{i=1}^{N_\gamma} t_{ij} \frac{1}{P_i^{(l)}}, \quad \text{avec} \quad P_i^{(l)} = \sum_{k=1}^{N_v} t_{ik} \lambda_k^{(l)}, \quad (1.2)$$

où N_γ est le nombre d'évènements détectés et N_v le nombre total de voxels dans l'image.

Le défi est de calculer la matrice des valeurs de t_{ij} en prenant en compte la géométrie de la caméra et les résolutions en énergie et spatiales des détecteurs. La matrice de sensibilité est également un point important pour prendre en compte l'angle solide de détection associé à chaque configuration de détection (c'est-à-dire les positions des interactions dans le détecteur). Une équipe du laboratoire CREATIS à Lyon et travail particulièrement sur cette thématique en partenariat avec l'IPNL [Maxim et al., 2009, Lojacono et al., 2013, Maxim, 2014, Hilaire et al., 2014].

Pour chaque photon détecté la matrice T est calculée en prenant en compte les incertitudes sur l'angle entre la source et le diffuseur et l'angle entre le diffuseur et l'absorbeur. Les éléments de la matrice t_{ij} sont calculés par :

$$t_{ij} = K(\beta_i, E_{tot}) \frac{|\cos(\theta_{\vec{V}_2 \vec{V}_1})|}{V_2 V_1^2} \int_{M \in v_j} \frac{|\cos(\theta_{\vec{V}_1 \vec{M}})|}{V_1 M^2} h_i(M) dv, \quad (1.3)$$

où β_i est l'angle de diffusion Compton, V_1 la position de l'interaction dans le diffuseur, V_2 la position de l'interaction dans l'absorbeur, h_i le noyau spatial qui modélise les incertitudes sur l'angle Compton en chaque voxel M , $K(\beta_i, E_{tot})$ la section efficace différentielle et v le volume reconstruit.

La figure 1.14 explicite les différents angles calculés pour le calcul de la matrice de t_{ij} . Pour simplifier et accélérer le calcul de la matrice des t_{ij} , les voxels situés à une certaine distance du cône sont mis à 0. La distance entre le cône et le voxel est calculée pour le centre du voxel. La résolution spatiale des détecteurs n'est pas modélisée.

Les éléments influençant la qualité de la reconstruction avec l'algorithme sont :

- le nombre de voxels du volume reconstruit,
- la modélisation de la résolution en énergie,
- le calcul de la matrice de sensibilité,
- le nombre d'itérations.

Pour l'application en hadronthérapie, l'information de la direction du faisceau d'ions, disponible avec l'hodoscope, n'est pas encore été modélisée avec succès dans l'algorithme. L'algorithme *List Mode MLEM* développé à CREATIS est utilisé pour obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit.

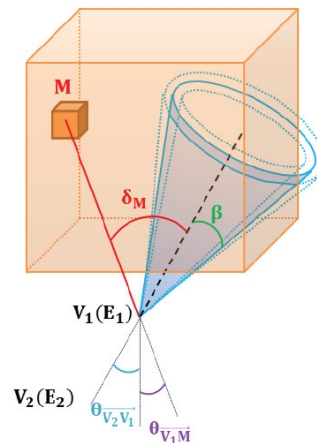


FIGURE 1.14 – Représentation d'un évènement reconstruit avec l'algorithme LM-MLEM. Le voxel M représente un voxel du volume reconstruit. V_1 représente le point d'interaction du photon dans le diffuseur et V_2 représente le point d'interaction dans l'absorbeur. β est l'angle de diffusion Compton calculé à partir des énergies déposées dans la caméra.

Caméras Compton dans le monde

Depuis quelques années, différents prototypes de caméras Compton sont développés pour le contrôle du parcours des ions en hadronthérapie (tableau 1.1). Trois types de caméras se distinguent : les caméras à « 3 étages », les caméras à « 2 étages » et les caméras à gaz (figure 1.15). Les caméras « 3 étages » utilisent une double diffusion Compton ce qui permet de s'affranchir d'une absorption totale du photon [Peterson et al., 2010, Richard et al., 2011, Robertson et al., 2011, Seo et al., 2011, McCleskey et al., 2015]. La figure 1.16(a) présente le schéma de principe d'une caméra à « 3 étages » [Mackin et al., 2012]. Cette technique permet d'optimiser la résolution spatiale, mais l'efficacité de détection est limitée par la détection en coïncidence de trois interactions. L'efficacité de détection de 10^{-5} rend difficile l'utilisation de ces caméras pour un contrôle à l'échelle d'un *pencil beam*. Polf et al. ont réalisé des premières mesures avec une caméra Compton (constituée de détecteurs de CZT) sur faisceau clinique avec des protons de 114 MeV et 150 MeV [Polf et al., 2015]. À partir du profil 1D de gammas prompts détectés, un décalage de 3 mm du parcours des protons a été détectable. Il est par contre difficile de savoir si les mesures ont été réalisées avec un courant clinique (4 nA extraits, mais 10^{-3} nA délivré en sortie de *nozzle*).

Les caméras développées dans le cadre du projet européen *European NoVel Imaging Systems for ION therapy* (ENVISION) sont à « 2 étages », mais avec des choix de détecteurs et des tailles de prototypes différents. Les prototypes de ces caméras sont en cours de caractérisation (sauf pour Lyon). L'avantage de ce type de caméra Compton est d'avoir une meilleure efficacité de détection que les caméras à « 3 étages » mais la résolution spatiale est potentiellement dégradée par l'absorption partielle de l'énergie du gamma prompt détecté. La caméra Compton développée par Thirolf et al. a une configuration proche de celle du prototype de Lyon avec 6 plans de DSSD et un absorbeur LaBr_3 . Des plans de DSSD plus fins (0,5 mm) et un absorbeur ayant une meilleure résolution temporelle permettent la détection des électrons de recul et d'envisager l'utilisation de la caméra comme une TEP 3 photons (utilisation de plusieurs caméras Compton).

D'autres caméras Compton sont en cours de développement utilisant notamment l'électron de recul de la diffusion Compton pour retrouver l'angle de diffusion Compton. Ce type de caméra ETCC (*Electron Tracking Compton Camera*) est particulièrement utilisé pour l'astrophysique. Un nouveau prototype a été développé

Groupe		Étages	Diffuseur	Absorbeur	Efficacité (10 ⁻⁵)	Résol. [mm]	Prototype	PG prof. mesuré	Référence
Lyon	3	DSSD	LYSO	~ 1	6	∅	∅	[Richard et al., 2011]	
États-Unis		Ge		~ 1	?	opéra.		[Peterson et al., 2010]	
États-Unis		CdZnTe		~ 2,2	2	opéra.		[McCleskey et al., 2015]	
Séoul		DSSD	NaI	~ 1,6 10 ⁻³	~ 12	opéra.		[Seo et al., 2011]	
ENVISION	Lyon	2	DSSD	BGO	~ 25	8	en cours	∅	[Dauvergne et al., 2015]
	Valencia		LaBr ₃		?	?	en cours		[Trovato et al., 2013]
	Dresden		CdZnTe	LSO	?	6	opéra.		[Kormoll et al., 2011]
ETCC	Kyoto	Gaz : Ar + C ₂ H ₆		GSO	0,3	?	opéra.	oui	[Kurosawa et al., 2012]
	Séoul	γ conv + hodo.		CsI	0,6	100	∅		[Chan Hyeong Kim, 2012]
	Münich	2	DSSD	LaBr ₃	~ 25 à 1 MeV	~ 14	en cours	∅	[Thirolf et al., 2014]

TABLE 1.1 – Les caméras Compton dans le monde pour une application en hadronthérapie. DSSD : *Double-Sided Strip Detector*.

depuis 2012 [Kurosawa et al., 2012] passant d'un volume de détection de $10 \times 10 \times 15 \text{ cm}^3$ à un volume de $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$. Les performances atteintes sont une résolution angulaire de $5,6^\circ$ (FWHM) à 662 keV et une efficacité de 10^{-4} [Mizumura et al., 2014, Matsuoka et al., 2015]. Ce nouveau prototype ne semble pas adapté au contrôle en hadronthérapie au vu du temps mort induit par la collection des charges dans le gaz (distance de 30 cm) par rapport aux taux de comptage attendus dans des conditions cliniques.

La caractérisation de bon nombre de prototypes de caméra Compton est en cours et des mesures sur des faisceaux cliniques devraient se multiplier dans les prochaines années. Les conceptions ainsi que les détecteurs utilisés sont variés et il est difficile de prédire quelle sera la solution technologique la plus apte à réaliser le contrôle du parcours des ions dans les conditions cliniques. Les caméras Compton doivent faire face à des défis indépendants des solutions technologiques choisies qui sont la reconstruction des images et le fonctionnement à des intensités cliniques de traitement. La reconstruction des images fait l'objet de développements d'algorithmes analytiques ou itératifs spécifiques. Les intensités cliniques induisent un nombre de particules secondaires important et le nombre d'événements fortuits (généralisé par deux ions incidents différents) détectés et alors important. Ces événements fortuits peuvent remettre en cause l'utilisation d'une caméra Compton à des intensités cliniques comme le montrent ce manuscrit ou les résultats publiés [Ortega et al., 2015].

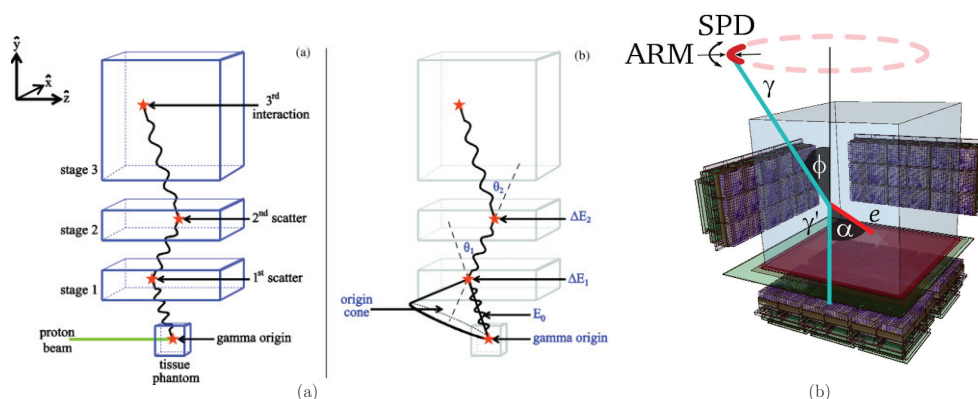


FIGURE 1.15 – (a) Schéma de principe du fonctionnement d'une caméra Compton à « 3 étages » utilisant une double diffusion Compton pour retrouver le point d'émission du photon [Mackin et al., 2012]. (b) Schéma de fonctionnement d'une caméra Compton ETCC qui utilise l'électron diffusé et le photon diffusé pour retrouver la position d'émission du photon [Matsuoka et al., 2015].

Prototype de caméra Compton à Lyon

Je vais à présent vous présenter le prototype de caméra Compton développé au sein d'une collaboration entre l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), le Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Clermont-Ferrand, le Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) et le laboratoire CREATIS de Lyon. Après des premières études préliminaires, la conception d'un prototype de caméra Compton à temps de vol pour le contrôle en ligne du parcours des ions en hadronthérapie a commencé avec le projet ANR GamHadron (2009–2014). La conception a également été soutenue par le projet ENVISION. L'application du prototype de

caméra Compton à l'imagerie nucléaire est discutée dans ce manuscrit.

Une première étude Monte Carlo s'est intéressée à une caméra Compton à double diffusion Compton. Cette étude a permis de définir une première géométrie des détecteurs et de déterminer les paramètres influençant les performances de la caméra. Il est ressorti que l'efficacité de détection de la caméra était limitée à 10^{-5} dans le cadre d'un traitement en protonthérapie. Cette efficacité ne convient pas au contrôle du parcours à l'échelle d'un *pencil beam* car trop peu de gammas prompts sont détectés pour pouvoir reconstruire la position du *falloff* [Richard et al., 2011]. L'étude d'une caméra Compton à simple diffusion a alors été entreprise. Des études d'optimisation ont été réalisées sur le choix du matériau pour l'absorbeur ou sur la distance entre les détecteurs. Le dimensionnement suivant pour le prototype a été retenu : 10 plans de détecteurs silicium de $80 \times 80 \times 2 \text{ mm}^3$ pour le diffuseur, un scintillateur de $300 \times 300 \times 25 \text{ mm}^3$ pour l'absorbeur. La géométrie entre les caméras simple et double diffusions est présentée dans le tableau 1.2. L'optimisation des performances a conduit à placer le diffuseur à 10 cm de la ligne de faisceau et placer l'absorbeur à 40 cm du dernier plan de détecteur silicium pour permettre une discrimination par mesure de temps de vol entre les gammas prompts et le bruit induit par les neutrons. Avec une source ponctuelle polyénergétique, l'efficacité de la caméra simple diffusion a été estimée à $2,5 \times 10^{-4}$ et la PSF (*Point Spread Function*) à 8,3 mm (FWHM). La figure 1.16 reprend la modélisation des simulations et la distribution reconstruite du point source.

Sept plans de détecteurs silicium ont été achetés au lieu des dix plans préconisés par les simulations, car le fabricant Sintef n'a pas été en mesure de fournir le nombre de plans souhaité. Un plan de détecteur silicium mesure $96 \times 96 \times 2 \text{ mm}^3$ et possède 2×64 pistes sur deux faces. Les pistes sont séparées de 0,1 mm avec une distance entre deux pistes centre à centre de 1,41 mm. En ce qui concerne l'absorbeur, il est composé de 96 blocs de BGO issus du démontage d'une TEP Siemens ECAT EXACT HR+. Chaque bloc mesure $35 \times 38 \times 30 \text{ mm}^3$ et est lu par quatre photomultiplicateurs (PM). Les blocs de BGO sont par ailleurs striés ce qui permet de mieux guider la lumière dans le scintillateur vers les PM. Une description de chacun des détecteurs est détaillée à la section 4 du manuscrit.

Les simulations réalisées dans ce manuscrit prendront en compte les dimensions réalistes du prototype en cours de développement.

		Double diffusion	Simple diffusion	
			Simulation	Réel
Diffuseur	Nombre	2	10	7
	Épaisseur [mm]	10	2	2
Absorbeur	Surface [mm ²]	300×300		380×380
	Épaisseur [mm]	25		30
Efficacité [10^{-5}]		~ 1,5	~ 25	~ 65
Résolution FWHM [mm]		~ 6	~ 8	~ 9

TABLE 1.2 – Principaux paramètres, résolution et efficacité des caméras Compton à simple et double diffusion d'après les simulations d'optimisation [Richard, 2012]. « Réel » correspond aux caractéristiques du prototype actuellement en cours de développement.

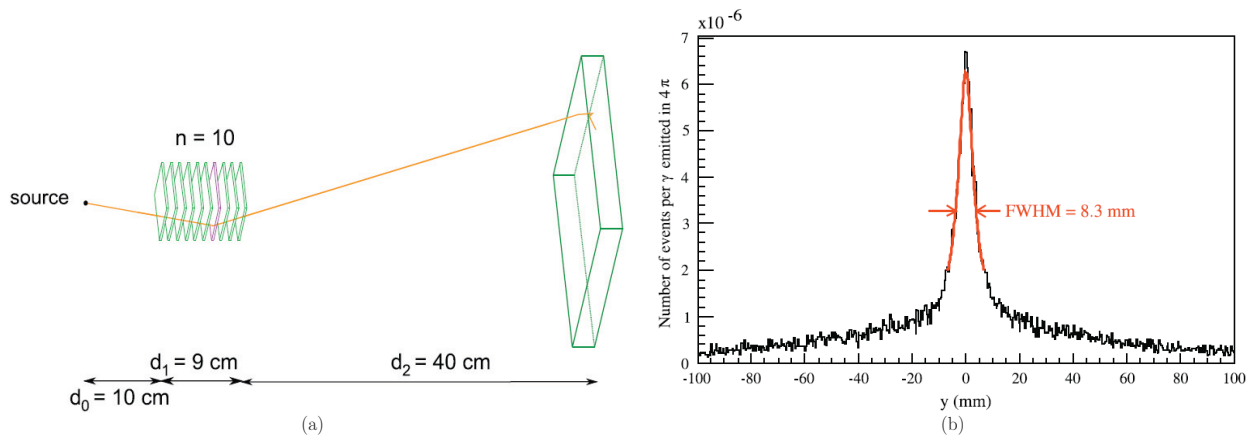


FIGURE 1.16 – (a) Modélisation de la caméra Compton utilisée par Richard et al. pour obtenir les résultats présentés sur la figure de droite. (b) Distribution de la position de la source ponctuelle polyénergétique (0–10 MeV) reconstruite par la méthode ligne-cône.

1.2 Médecine nucléaire

La médecine nucléaire est une spécialité de la médecine moderne qui utilise des radioisotopes dans un but d'imagerie ou de traitement. Dans le cadre de l'imagerie, l'objectif est de pouvoir visualiser le fonctionnement d'un organe : c'est l'imagerie fonctionnelle. Cette imagerie donne une information physiologique du métabolisme d'un organe. Cette imagerie est complémentaire d'une imagerie conventionnelle (ou anatomique) qui renseigne sur la structure d'un organe et sur sa localisation. Pour réaliser l'examen médical, une molécule et un radioisotope sont associés afin de créer un radiopharmaceutique. Le radiopharmaceutique est injecté au patient et la molécule (HMDP¹ pour les os, MIBI² pour le myocarde, DMSA³ pour les reins, FDG⁴ pour les cellules cancéreuses) va permettre de cibler l'organe cible d'intérêt alors que le radioisotope va permettre la détection de cette molécule grâce l'émission de photons gamma et d'un système de détection de ces photons. Le but de l'examen est soit de regarder l'hyper-fixation du radiopharmaceutique par un organe ou une tumeur (bénigne ou maligne), soit de constater un problème dans le fonctionnement de l'organe.

L'utilisation de radiopharmaceutiques pour le traitement est également appelée radiothérapie interne vectorisée. Le principe est le même que celui de l'imagerie sauf que le radioisotope associé à la molécule va détruire les cellules cancéreuses. La radiothérapie interne vectorisée est utilisée dans un but curatif, comme pour le cancer de la thyroïde avec l'iode-131, ou dans un but palliatif, comme pour le traitement des métastases osseuses avec du radium-223. Je ne développerai pas plus cette partie de la médecine nucléaire.

Il est nécessaire de détecter les photons émis par le radiopharmaceutique de manière la plus efficace et la plus précise possible afin de localiser au mieux le radiopharmaceutique (avec une précision millimétrique) tout en limitant autant que possible l'activité injectée au patient. En fonction du métabolisme à observer et de l'organe cible, un radiopharmaceutique spécifique va être utilisé. Deux technologies sont actuellement utilisées en routine clinique pour détecter les photons gammas : la tomographie d'émission monophotonique (TEMP ou *Single photon emission computed tomography* en anglais) et la tomoscintigraphie par émission de positons (TEP ou *positron emission tomography* en anglais). Je vais décrire succinctement le fonctionnement de la TEP puis décrire plus en détail la technologie TEMP.

1.2.1 TEP

La tomoscintigraphie par émission de positons (TEP) est principalement utilisée en oncologie (95 % des examens). Le radiopharmaceutique nommé ¹⁸FDG⁴ est utilisé pour sa capacité à se fixer sur les cellules consommatrices de glucose. Les cellules cancéreuses consommant plus de glucose que les cellules saines, il est possible de détecter la fixation du radiopharmaceutique hors des lieux de fixation normale (cerveau, coeur, reins, vessie, foie). L'examen TEP peut être réalisé pour diagnostiquer un cancer, mais également pour suivre l'évolution d'un traitement de radiothérapie ou de chimiothérapie.

La TEP consiste à détecter en coïncidence deux photons de 511 keV émis à 180° suite à l'annihilation d'un positon et d'un électron dans le patient. L'annihilation fait suite à une désintégration β^+ du radiopharmaceutique. Dans le cas du ¹⁸FDG par exemple, le positon parcourt environ 0,6 mm dans le patient avant de s'annihiler avec un électron. La caméra TEP forme un anneau composé généralement de cristaux scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs. Les cristaux scintillateurs privilégiés sont le LYSO⁵ et le LSO⁶ pour leurs caractéristiques intrinsèques (densités de 7,1 et 7,4 respectivement, coefficient d'atténuation à 511 keV $\approx 0,8 \text{ cm}^{-1}$, constante de décroissance rapide de 40 ns et résolution en énergie $\approx 10 \%$ à 511 keV). Les nouvelles générations de caméra TEP utilisent des photodétecteurs à semi-conducteurs (SiPM) qui permettent un fonctionnement dans un champ magnétique (impossible avec des photomultiplicateurs) et sans recours à des hautes tensions de polarisation. Les caméras TEP peuvent ainsi être couplées à des caméras d'imagerie par résonance magnétique (IRM) comme l'*Ingenuity TF PET-MRI* de Philips, la *Siemens Biograph mMR* ou la *Signa PET MR* de GEHC). Les caméras TEP sont de plus en plus couplées à des tomodensitomètres (TDM ou scanner) afin d'obtenir une image anatomique et une image fonctionnelle lors du même examen. Les deux images sont fusionnées pour obtenir une image complète de la région d'intérêt. On peut citer les caméras TEP/TDM commerciales suivantes : *Siemens Biograph mCT Flow*, *Philips TF Ingenuity*, *Philips Vereos* ou *GE Discovery 710*. La figure 1.17 schématise

¹ Hydroxyméthyl-diphosphonate

² Méthoxy IsoButyl Isonitrile

³ Acide dimercaptosuccinique

⁴ Fluorodésoxyglucose

l'examen TEP de l'annihilation d'un positon et d'un électron jusqu'à la reconstruction de l'image sur ordinateur.

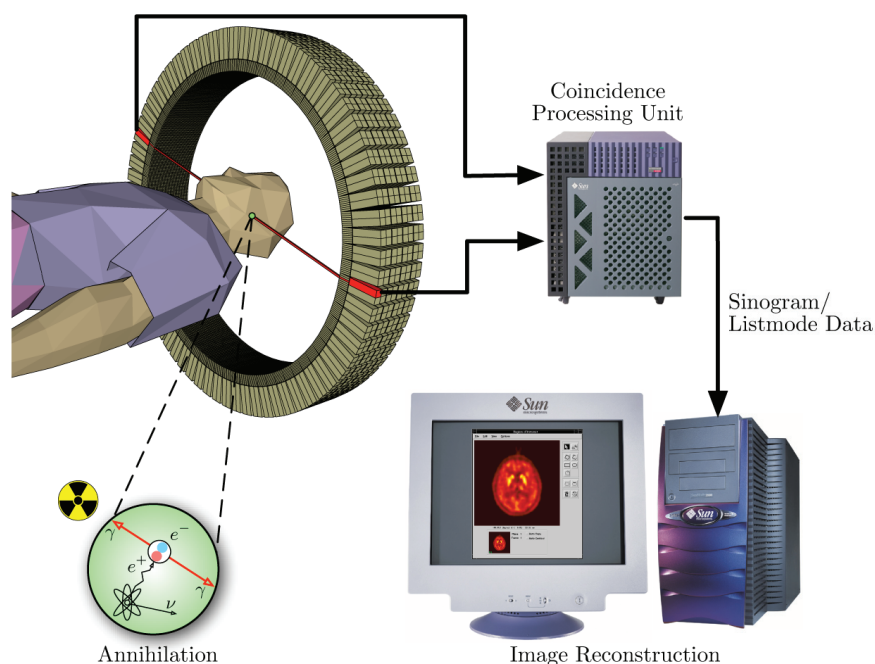


FIGURE 1.17 – Processus d'un examen TEP depuis l'annihilation d'un positon et d'un électron jusqu'à la reconstruction de l'image sur ordinateur. Le radiopharmaceutique est ici injecté dans la tête du patient. Les deux photons de 511 keV sont détectés en coïncidence à 180° par deux détecteurs. Les événements en coïncidence sont projetés puis mis dans un sinogramme. Un algorithme analytique ou itératif est utilisé pour reconstruire l'image de l'organe étudié. Source <https://fr.wikipedia.org>

La caméra TEP permet d'acquérir des projections sur 180° de la distribution radioactive du radiopharmaceutique. Une série de projections 2D s'appelle un sinogramme. Il est possible de reconstruire les images en 2D ou 3D et d'utiliser des algorithmes analytiques ou itératifs. Les algorithmes analytiques utilisent la technique de rétroprojection filtrée (FBP⁷) et les algorithmes itératifs sont par exemple le MLEM (*Maximum Likelihood Expectation Maximization*) ou sa version accélérée OSEM (*Ordered Subsets Expectation Maximization*).

Pour finir, l'analyse des images reconstruites permet :

- une analyse visuelle : contraste métabolique,
- avoir un rapport des fixations tissu tumoral / tissu sain,
- calculer le *Standard Uptake Value* qui permet de vérifier le taux de fixation du radiopharmaceutique,
- faire une étude dynamique avec le taux régional de consommation du glucose par le tissu.

⁵ Cerium-doped Lutetium Yttrium Orthosilicate

⁶ Cerium Doped Lutetium Oxyorthosilicate

⁷ Filtered Back Projection

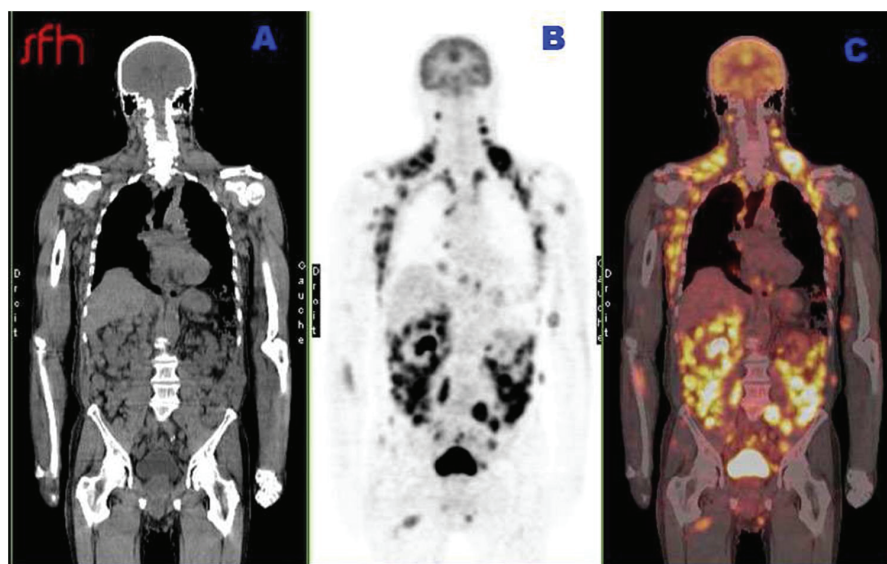


FIGURE 1.18 – Tomoscintigraphie par émission de positons (TEP) couplée à une tomodensitométrie (TDM) pour un examen au ^{18}F FDG : (A) TDM, (B) TEP, (C) TEP/TDM couplé. La TEP (B) montre les différents lieux d'hyperfixation du radiopharmaceutique. Dans le cas présent, ce sont des lymphomes détectés. Ces lymphomes sont bien localisés en surintensité sur l'image (C). Source Société française d'hématologie.

1.2.2 TEMP

L'examen TEMP (ou scintigraphie) permet une imagerie fonctionnelle d'un organe chez l'adulte et l'enfant. Parmi les examens les plus courants, on retrouve :

- la scintigraphie osseuse : imagerie du fonctionnement métabolique de l'os ;
- la scintigraphie de la thyroïde : imagerie du métabolisme de l'iode au niveau de la glande thyroïde ;
- la scintigraphie myocardique : détection et localisation de l'ischémie myocardique, c'est-à-dire un défaut d'irrigation au niveau du muscle cardiaque ;
- la scintigraphie rénale : image de la perfusion et de la fonction de filtre et d'élimination des deux reins ;
- la scintigraphie pulmonaire : imagerie de l'arrivée d'air et de sang dans les poumons (détection de l'embolie pulmonaire par exemple).

1.2.2.1 Activité injectée et radiopharmaceutique

Ces examens sont réalisés grâce à l'injection d'un radiopharmaceutique dans l'organisme du patient. Le radiopharmaceutique est spécifique au type d'examen effectué et l'activité du radioisotope associé va dépendre de l'examen et du poids du patient. L'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) répertorie chaque année les activités injectées à 30 patients pour au moins 2 examens couramment pratiqués dans tous les centres de médecine nucléaire en France. La valeur de référence à considérer pour chaque examen est le 75^{ème} centile des activités délivrées¹ sur un grand nombre de patients. La figure 1.19 présente les niveaux de référence diagnostiques (NRD) actuellement en vigueur pour l'adulte en médecine nucléaire. Dans de nombreux examens, les activités injectées sont de l'ordre de plusieurs dizaines voire centaines de MBq. Un système de détection possédant une meilleure efficacité que les caméras Anger actuellement utilisées (comme la caméra Compton) permettrait de diminuer les doses injectées au patient et améliorerait donc leur radioprotection.

La figure 1.19 présente les différents radiopharmaceutiques utilisés pour chaque examen réalisé. Le radioisotope le plus souvent associé à la molécule vectrice est le Tc-99m, car il possède la période de demi-vie la plus adaptée aux examens ($T=6$ h) et il est facile à produire sur place grâce à un générateur de Mo-99. Cependant, d'autres radioisotopes peuvent être utilisés comme le I-123, le Tl-201 et le F-18. Pour avoir une vision plus large des radioisotopes utilisables en médecine nucléaire, j'ai répertorié dans le tableau 1.3 les radioisotopes disponibles pour les examens en TEMP, en TEP et pouvant être utilisés dans les deux cas. Concernant les examens TEMP,

¹ Valeur en dessous de laquelle se trouve 75 % des valeurs de la distribution de l'activité délivrée pour un type d'examen donné.

EXAMEN	Médicament radiopharmaceutique	Ainj (MBq)	
Scintigraphie du squelette	^{99m} Tc MDP/HMDP/DPD	700	
Scintigraphie pulmonaire de perfusion	^{99m} Tc Microsphères/Macro-agrégats	240	
Scintigraphie de la glande thyroïde	¹²³ I Iodure de sodium	10	
	^{99m} Tc Pertechnétate de sodium	80	
	^{99m} Tc MIBI/Tétrofosmine Protocole 1 jour Protocole 2 jours	effort 300 850	repos 800 850
Tomoscintigraphie myocardique avec épreuve d'effort et/ou stimulation pharmacologique*	²⁰¹ Tl Chlorure	110	40
Scintigraphie des cavités cardiaques pour mesure de la fraction d'éjection du ventricule gauche à l'équilibre	^{99m} Tc Sérum albumine humaine / Erythrocytes	850	
Scintigraphie rénale dynamique	^{99m} Tc MAG3	200	
	^{99m} Tc DTPA	370	
	^{99m} Tc ECD	800	
Tomoscintigraphie cérébrale de perfusion	^{99m} Tc HMPAO	500	
	¹⁸ F FDG	350	

FIGURE 1.19 – Niveaux de référence diagnostiques (NRD) utilisés en France pour des examens de médecine nucléaire pour l'adulte. Les NRD donnent une indication de l'activité à injecter au patient, mais ils ne sont pas une limite absolue. Source www.irsnn.fr.

le Tc-99m est bien le radioisotope le plus apte à l'imagerie avec une période de demi-vie physique de 6h. En TEP, le F-18 est le radioisotope le plus utilisé, car le positon a un faible parcours de 0,6 mm avant de s'annihiler (comparé au parcours moyen d'un positon émis par le Ga-68 qui est de 2,8 mm) ce qui permet une localisation précise de l'organe. Par ailleurs, bien que sa période de demi-vie soit relativement faible (118 minutes), elle est plus longue que celle du C-11 (20 minutes) qui nécessite une production l'isotope sur place. La faible période du F-18 ne permet pas son stockage à long terme dans le service de médecine nucléaire (comme c'est le cas avec le Tc-99m) et cela nécessite un approvisionnement hebdomadaire d'une source de haute activité de F-18. Un centre de production de F-18 doit de plus se situer à plus de deux heures du centre hospitalier. Enfin, les radioisotopes émettant des gamma en plus de la décroissance β^+ ne sont pas utilisés actuellement en TEP, car le gamma émis n'est pas détecté et il pose des problèmes de radioprotection. Par contre, ils ouvrent la possibilité à de nouvelles caméras de se développer comme une caméra combinant une caméra TEP et une caméra TEMP, une caméra 3 photons [Grignon et al., 2007, Oger et al., 2012] ou une caméra Compton. Le Sc-44 ou le Tc-94 sont particulièrement intéressants avec leurs périodes de demi-vie comparable au Tc-99m et des énergies de photons gamma de l'ordre de 1 MeV.

1.2.2.2 La caméra Anger

Le système de détection utilisé actuellement en imagerie nucléaire pour les examens TEMP est une caméra Anger. Une caméra Anger est composée d'un collimateur permettant de sélectionner les photons émis par le radioisotope injecté au patient dans une certaine direction et un scintillateur qui va absorber les photons principalement par effet photoélectrique. Le choix du collimateur dépend de l'énergie des photons utilisés et de la taille de l'organe à imager. Le collimateur le plus communément utilisé pour des examens au Tc-99m est le collimateur à trous parallèles et d'épaisseur 35 mm (appelé *Low Energy General Purpose* ou LEGP). Le scintillateur est le plus souvent un monobloc de NaI(Tl) lu par une vingtaine de photomultiplicateurs répartis sur sa surface. Un calcul de centroïde est effectué pour retrouver la position d'interaction du photon incident dans le scintillateur. À la fin de l'acquisition, la position de la source est reconstruite par rétroprojection filtrée (méthode analytique) ou par reconstruction itérative (MLEM ou OSEM).

La résolution spatiale et l'efficacité du système (scintillateur et collimateur) sont liées. L'amélioration de l'un dégrade l'autre et inversement. Les performances de la caméra Anger est donc une histoire de compromis. Par

Examen	Radioisotope	Période demi-vie [h]	Énergie γ [keV]	Taux d'émission γ [%]
TEMP	Ga-67	78	93	42
			182	21
	Kr-81m	0,004	190	64
	Tc-99m	6	141	89
	In-111	67	171	91
			245	94
	I-123	13	159	83
	Xe-133	126	81	38
	Tl-201	73	70	59
			167	10
TEP	I-131	192	364	82
	Lu-177	161	113	6
			208	10
	C-11	0,34	511	/
	N-13	0,17	511	/
	O-15	0,03	511	/
	F-18	1,83	511	/
	Cu-64	12,7	511	/
TEP + TEMP	Ga-68	1,13	511	/
	Y-86	14,7	511	/
	Cl-34m	0,53	511+2127	43
	Sc-44	3,97	511+1157	100
	Mn-52	134	511+744	91
		134	511+936	91
		134	511+1434	91
	Y-86	14,7	511+628	33
		14,7	511+1077	83
		14,7	511+1153	31
	Tc-94	4,9	511+703	100
		4,9	511+850	96
		4,9	511+871	100
	Tc-94m	0,87	511+871	94
	I-124	100	511+603	61
	Tb-152	17,5	511+344	65

TABLE 1.3 – Radioisotopes utilisés en médecine nucléaire pour des examens TEMP et TEP. Les radioisotopes identifiés comme « TEMP +TEP » décroissent en émettant un (ou plusieurs) photons gamma en plus des deux photons de 511 keV générés après une décroissance β^+ [NuPECC, 2014].

exemple, l'augmentation de la taille des trous d'un collimateur parallèle améliore la résolution spatiale mais diminue l'efficacité de détection. L'efficacité du système est le produit de l'efficacité intrinsèque du scintillateur et de l'efficacité géométrique du système (de même pour la résolution en énergie).

Je présente les performances d'une caméra *Infinia* de *General Electrics* dans le tableau 1.4. Les performances sont représentatives des résultats obtenus par les caméras Anger utilisées actuellement en clinique. Le collimateur LEGP étant le collimateur utilisé en routine pour un examen avec du Tc-99m, la résolution de la caméra est de 9 mm (FWHM) à 10 cm. À cette résolution se rajoute la dégradation induite par la reconstruction de l'image. La caméra Anger commerciale *Infinia* de *General Electrics* possède deux têtes de détection avec chacune un scintillateur de NaI(Tl) de $20 \times 20 \times 0,95 \text{ cm}^3$. L'épaisseur du scintillateur est optimisé pour des photons de 40 keV à 511 keV. La résolution de cette caméra est de 9 mm avec des photons de 140 keV et une efficacité associée de $1,2 \times 10^{-4}$. Le tableau 1.4 donne les performances de la caméra en fonction du type de collimateur choisi. La résolution spatiale se dégrade rapidement avec l'utilisation de photons de plus haute énergie et l'utilisation du collimateur associé (HEGP). La résolution en énergie d'un scintillateur NaI(Tl) est de l'ordre de 10 % à 140 keV. Un nouveau type de caméra Anger est également sur le marché : la caméra à semi-conducteur. Pour ces caméras, le monobloc scintillateur est remplacé par des matrices de pixels de semi-conducteurs. Le matériau choisi est le CdZnTe (ou CZT) pour sa densité ($d=5,78$), sa haute résistivité (ce qui diminue le bruit de fond) et son utilisation à température ambiante. De grandes surfaces n'étant pas encore atteignable avec cette technologie, une application particulière pour les examens cardiaque est développée. La caméra *Discovery NM530c* de *General Electrics* propose par exemple 19 têtes de détection statiques. Chacune de ces têtes est composée de 32×32 éléments de CZT décomposés chacun en 4 modules de 16×16 pixels dont la taille est de $2,46 \times 2,46 \times 5 \text{ mm}^3$. Les détecteurs sont associés à des collimateurs sténopés. Cette caméra permet d'améliorer à 140 keV, par rapport à une caméra Anger cardiaque S-SPECT (2 têtes), la résolution en énergie d'un facteur 2, l'efficacité de détection d'un facteur 3 – 4 et la résolution spatiale reconstruite d'un facteur 2,4 – 3,9 [Bocher et al., 2010].

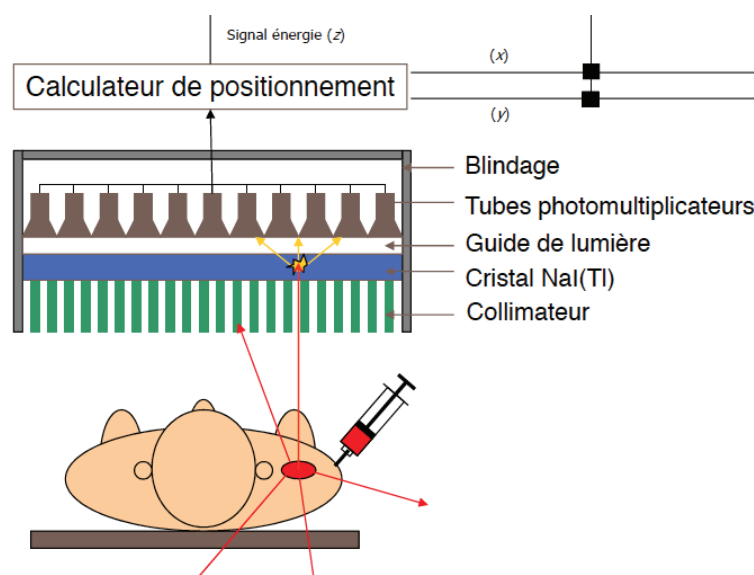


FIGURE 1.20 – Schéma de détection d'une caméra Anger utilisée pour un examen TEMP. Source, présentation M. Vrigneaud.

Collimateur	Diamètre trou [mm]	Longueur trou [mm]	Épaisseur des septa [mm]	Résolution spat. du sys. à 10 cm [mm]	Sensibilité du sys. à 10 cm [cps/MBq]
LEGP (Tc-99m)	1,9	35	0,2	9,0	121
LEHR (Tc-99m)	1,5	35	0,2	7,4	72
MEGP (Ga-67)	3,0	58	1,05	9,4	65
HEGP (I-131)	4,0	66	1,8	12,0	43

TABLE 1.4 – Performances de la caméra Anger *Infinia* de *General Electrics* pour les différents types de collimateurs utilisés en fonction de l'énergie des photons incidents. La résolution spatiale du système ne prend pas en compte la reconstruction du point source. La caméra possède deux scintillateurs de NaI(Tl) de $20 \times 20 \times 0,95 \text{ cm}^3$ avec chacun un champ de vue de $54 \times 40 \text{ cm}^2$. Les acronymes utilisés pour le nom des collimateurs signifient : Low Energy General Purpose (LEGP), Low Energy High Resolution (LEHR), Medium Energy General Purpose (MEGP) et High Energy General Purpose (HEGP).

1.2.3 La caméra Compton

Le système de collimation mécanique proposé par la caméra Anger ne permet plus d'améliorer ses performances. Même si l'arrivée des détecteurs à semi-conducteurs améliore les performances, il n'est pas encore possible (ou rentable) de construire ces caméras aux dimensions des caméras à scintillations actuelles. De plus, on sera toujours limité non seulement par le collimateur, mais aussi par l'efficacité intrinsèque du détecteur, ce qui nécessite d'avoir un Z_{effectif} élevé pour optimiser l'absorption photoélectrique et donc la résolution spatiale. La caméra Compton pourrait améliorer l'efficacité de détection des photons car elle n'utilise pas de collimation mécanique mais électronique. Ce gain en efficacité de détection (ou sensibilité) pourrait permettre une diminution du temps d'acquisition (donc de l'examen) et/ou une diminution de l'activité injectée au patient. Ces deux possibilités sont souhaitables pour le patient. La caméra Compton permettrait également l'utilisation de nouveaux radioisotopes de plus haute énergie (500 keV et plus) ce qui réduirait la diffusion des photons dans le patient et rendrait possible une imagerie combinant une TEP et une caméra Compton (voir tableau 1.3). La résolution spatiale de la caméra peut également être améliorée avec une caméra Compton en comparaison avec une caméra Anger. Enfin, bien que la résolution spatiale de la caméra Compton soit relativement médiocre suivant la direction de l'axe de la caméra (perpendiculaire aux plans de détecteurs), l'image fournie par ce type de caméra est en 3D, ce qui n'est pas possible avec la caméra Anger.

L'utilisation d'une caméra Compton en imagerie nucléaire fut pour la première fois évoquée par Todd et Nigthingale en 1974 [R. W. Todd, 1974]. En 1983, les premières mesures sont effectuées par Singh avec comme diffuseur un détecteur germanium pixelisé et comme diffuseur une caméra Anger [Singh and Doria, 1983]. Au fil des années, d'autres caméras Compton furent développées mais aucune n'arriva à être commercialisée pour une utilisation clinique. Avec les avancées technologiques faites sur les détecteurs et sur l'informatique depuis les années 1980, il devient envisageable d'utiliser les caméras Compton en clinique. Je vous présente dans le tableau 1.5 les caméras Compton en cours de développement dans le monde. Les prototypes présentés sont parfois développés également pour d'autres applications comme l'astrophysique ou le contrôle en hadronthérapie. Je présente les performances publiées pour l'imagerie nucléaire. L'efficacité de détection va être déterminée principalement par la taille des prototypes construits. Les caméras ont des résolutions spatiales comparables aux résolutions spatiales obtenues avec les caméras Anger pour des énergies de 511 keV.

Les caméras Compton en cours de développements montrent des performances (issues de simulations ou de premières caractérisations) encourageantes pour arriver à une solution clinique dans les années qui viennent. Néanmoins, certains matériaux (Ge, LaBr₃) sont actuellement très chers, et le développement clinique de telles caméras devra passer par un abaissement des coûts.

Groupe	Étages	Diff.	Absor.	Effic. [10 ⁻⁵]	Résol. angulaire [°]	Proto.	Résol. spati. [mm]	Référence
Lyon	2	DSSD	BGO	$\sim 70 - 160$	3,5 à 511 keV	en cours	8,2	[Krimmer et al., 2015]
Japon	2	DSSD	CdTe	$\sim 2 \times 10^{-2}$	2,5 à 511 keV	opéra.	8	[Takeda et al., 2009, Suzuki et al., 2013]
Collabo.CIMA	2	DSSD	NaI(Tl)	?	?	opéra.	7,5 à 140keV	[Llosa et al., 2004]
Barcelone	2		CdTe	3	?	en cours	2,2 à 511 keV	[CalderAşın et al., 2014]
Munich	2	DSSD	LaBr ₃	$\sim 0,1 - 89$?	en cours	0,4 à 1 MeV	[Lang et al., 2014]
Japon	Gaz : Ar + C ₂ H ₆		LaBr ₃	?	6 à 662keV	opéra.	11	[Tanimori et al., 2008, Kabuki et al., 2010]
Londres	2		Ge	?	9,4 à 662keV	opéra.	?	[Alnaaimi et al., 2011]

TABLE 1.5 – Les caméras Compton dans le monde pour une application en imagerie nucléaire.

1.3 Conclusion

Le prototype de caméra Compton développé, dont les performances seront supérieures à ce qui existe dans l'état de l'art pour des photons au delà de 500 keV, suscitera certainement des applications en imagerie de contrôle de l'hadronthérapie (et éventuellement d'autres radiothérapies telles que la BNCT (*Boron Neutron Capture Therapy*) et en imagerie médicale, mais pour cette dernière, il faut susciter l'intérêt des cliniciens pour des isotopes pas encore couramment employés parce que l'imageur n'existe pas. Une application combinant une caméra TEP et une caméra Compton pour réaliser une imagerie trois photons est envisageable.

Une caméra Compton représente un défi technologique pour être compétitif par rapport aux imageurs commerciaux (TEP et TEMP). Le coût et la rapidité d'acquisition risquent d'être les verrous. C'est pour cela que nous ne sommes pas (encore) en compétition avec les industries majors de l'imagerie.

2

Applicabilité du contrôle en ligne avec la caméra Compton à intensité clinique

Sommaire

2.1	Introduction	30
2.2	Méthodologie	30
2.2.1	Modélisation de la caméra Compton	30
2.2.2	Modèles physiques utilisés dans Geant4	30
2.2.3	Particules étudiées	31
2.2.4	Traitement des données de simulation	32
2.2.5	Estimation de la précision de la caméra	37
2.3	Résultats	41
2.3.1	Performances de la caméra Compton	41
2.3.2	Taux de coïncidences	42
2.3.3	Reconstruction des événements par méthode ligne-cône	43
2.3.4	Reconstruction des événements par méthode itérative LM-MLEM	51
2.3.5	Estimation de la précision de la caméra	58
2.3.6	Discussion	62

2.1 Introduction

Le développement du prototype de caméra Compton a conduit à de premières études Monte Carlo sur l'utilisation d'une double diffusion Compton ou d'une diffusion Compton unique. Les simulations ont également permis de définir la géométrie des détecteurs du prototype de la caméra Compton actuellement en cours de montage. J'ai approfondi ces premières analyses en vérifiant que le contrôle du parcours des ions était viable aux intensités de faisceaux d'ions utilisées en clinique. Les intensités de traitement sont en effet élevées ce qui induit un grand nombre de particules secondaires émises et détectées par la caméra Compton. Je présente dans ce chapitre les taux de coïncidences détectées par la caméra Compton en fonction de l'intensité d'un faisceau de protons et d'un faisceau d'ions carbone. Les deux faisceaux sont modélisés pour un cyclotron C230 d'IBA (proton) et pour le synchrotron Siemens utilisé au centre de traitement de HIT (ions carbone). À partir de ces résultats, je reconstruis les vertex d'émission des événements en coïncidence dans le but de localiser la chute (*falloff*) du taux d'émission correspondant à la fin du parcours des ions. Pour reconstruire les événements, j'utilise un algorithme analytique (ligne-cône) et un algorithme itératif (LM-MLEM). Les performances des deux algorithmes sont discutées dans ce chapitre. Je réalise enfin une première estimation de la précision de la caméra Compton pour détecter un décalage sur la position de la fin du parcours des ions. Cette estimation est donnée en fonction du nombre d'ions incidents et pour des conditions favorables (cible en PMMA homogène et caméra centrée sur le *falloff*).

2.2 Méthodologie

2.2.1 Modélisation de la caméra Compton

La première étape de la simulation consiste à obtenir la direction et l'énergie des particules issues des interactions nucléaires des ions incidents dans une cible modélisant le patient. On utilise une cible homogène de polyméthacrylate de méthyle (ou PMMA), matériau proche de la composition et de la densité du corps humain (densité = 1,19). La cible utilisée dans cette simulation est de forme cylindrique, de 15 cm de diamètre pour 20 cm de long.

Le faisceau d'ions est tiré suivant l'axe y en étant centré sur le cylindre en $x = 0$ et $z = 0$. L'impact de la présence des fibres scintillantes de l'hodoscope est négligé pour le moment et ainsi l'hodoscope n'est pas modélisé dans cette simulation. Un plan de phase est positionné perpendiculairement à l'axe de la caméra Compton et enregistre toutes les particules secondaires sortant de la cible en PMMA en direction de la caméra.

La deuxième partie de la simulation consiste à étudier les interactions des particules secondaires avec la caméra Compton. On utilise les particules secondaires enregistrées dans le plan de phase de la première simulation. La modélisation de la caméra Compton reprend deux des trois détecteurs composant la caméra : le diffuseur et l'absorbeur. Les détecteurs sont modélisés tels qu'ils existent dans le prototype développé par la collaboration. Le diffuseur est ainsi composé de sept plans de silicium de dimensions $90 \times 90 \times 2 \text{ mm}^3$. Les plans de silicium sont simplement représentés par du silicium pur sans modélisation des pistes de lecture. En ce qui concerne l'absorbeur, il est modélisé par un monobloc de germanate de bismuth (BGO) de $380 \times 380 \times 30 \text{ mm}^3$. Ces dimensions représentent les 96 blocs individuels de BGO récupérés d'une TEP HR⁺ de Siemens et réutilisés pour former la partie absorbeur de la caméra. Comme pour le silicium, une modélisation plus fine du détecteur bloc par bloc n'a pas été réalisée.

La distance du premier plan de silicium avec le centre de la cible en PMMA est de 20 cm. Avec une cible de 7,5 cm de rayon, cela place la caméra à une distance de 12,5 cm du fantôme. Cette distance paraît raisonnable pour un contrôle lors d'un examen clinique. La distance entre les différents plans de silicium est de 1 cm (centre à centre). Cette distance inter – plans de silicium devra peut-être être modulée sur le prototype en fonction de l'épaisseur des cartes de *Front-End* et de leurs composants. L'espacement final devrait se situer entre 1 et 2 cm. Enfin, la distance entre le dernier plan de silicium et l'absorbeur BGO est de 40 cm, ce qui est un bon compromis entre l'efficacité géométrique de la caméra et une distance acceptable pour discriminer les photons gamma des particules lourdes via le temps de vol. La figure 2.1 ci-dessous reprend le dispositif simulé.

2.2.2 Modèles physiques utilisés dans Geant4

L'étude est basée sur des méthodes Monte Carlo avec le programme Geant4 (version 9.6 patch 02) qui a été développé par le CERN pour les expériences de physique des hautes énergies. Il a été montré que Geant4 pouvait

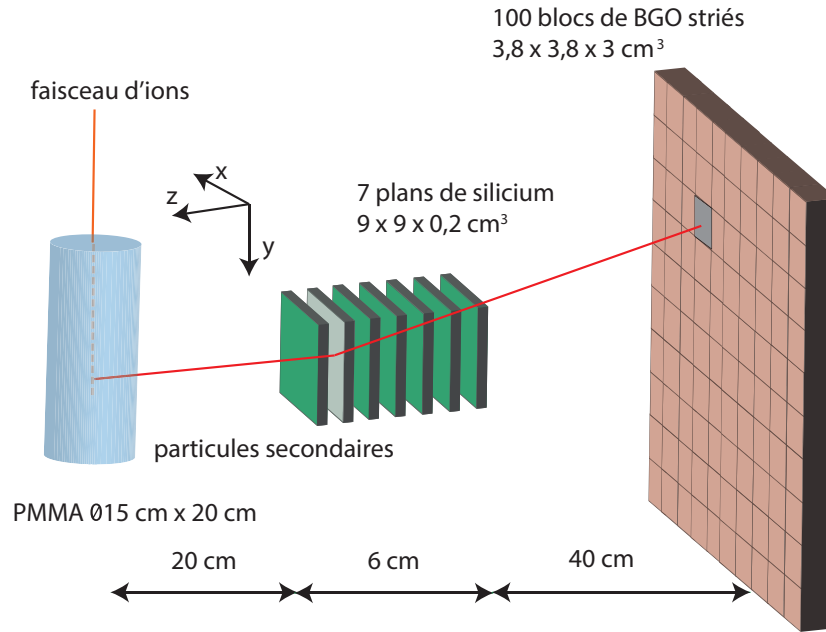


FIGURE 2.1 – Modélisation du patient avec le cylindre en PMMA ainsi que de la caméra Compton. C’est dans cette configuration que sont obtenus les résultats présentés ci-après.

également être utilisé pour l’étude de phénomènes physiques de plus faible énergie tels que les interactions présentes lors d’un traitement en hadronthérapie [Cirrone et al., 2011, Toshito et al., 2010]. Cependant, il reste un certain nombre d’améliorations à apporter aux modèles hadroniques utilisés. En effet, les taux d’émission de gammas prompts sont surestimés par le code de 100% à 200 % par rapport aux taux mesurés expérimentalement [Dedes et al., 2014].

Les processus d’interaction dans la matière sont décrits par différents modèles en fonction du type de particule. Les processus appliqués dans les simulations sont listés dans le tableau 2.1. L’élargissement Doppler ainsi que la polarisation sont pris en compte dans le cas présent.

TABLE 2.1 – Modèles hadroniques utilisés dans les simulations Geant4.

Processus	Protons	Ions	Neutrons
Electromagnetic			
Inelastic	G4BinaryCascade	G4QMDReaction (G4IonsShenCrossSection)	standard _{option3} G4BinaryCascade + G4NeutronHPInelastic (<19 MeV)
Elastic	G4LElastic	G4LElastic	G4LElastic + G4NeutronHPElastic (<19 MeV)
Fission	/	/	G4LFission + G4NeutronHPFission(<19 MeV)
Capture	/	/	G4LCapture + G4NeutronHPCapture (<19 MeV)
Radioactivedecay	/	G4Radioactivedecay	/

2.2.3 Particules étudiées

Les deux types d’ions utilisés majoritairement en clinique sont les protons et les ions carbone. C’est ce qui a guidé le choix de ces deux ions pour la présente étude. Le parcours d’intérêt dans le patient est ici de 15,2 cm. Ce parcours dans un fantôme en PMMA correspond à une énergie de 160 MeV pour les protons et de 305 MeV/n pour les ions carbone. Le faisceau d’ions délivré par l’accélérateur pour le traitement a une forme gaussienne au niveau de l’entrée dans le patient. Cet élargissement du faisceau est pris en compte avec une largeur à mi-hauteur de 10 mm (FWHM) pour les protons et de 3,5 mm (FWHM) pour les ions carbone. La statistique typique pour un spot en mode *pencil beam* est de l’ordre de 10^8 pour les protons et de 10^5 ions carbone.

La modélisation de la caméra et du patient ne change pas lorsque le type d’ion est modifié. La structure

temporelle du faisceau d'ions n'est pas modélisée lors de la simulation, mais réalisée dans le post-traitement des données.

2.2.4 Traitement des données de simulation

2.2.4.1 Résolutions des détecteurs

L'objectif est d'obtenir un résultat issu des simulations Monte Carlo le plus réaliste possible. C'est pourquoi, les résolutions spatiales, en énergie et temporelle des détecteurs sont prises en compte. Ces résolutions ont une grande influence sur les performances de la caméra Compton. La résolution spatiale influence la position du sommet du cône Compton reconstruit ainsi que de l'axe de celui-ci. La résolution en énergie a une influence sur le calcul de l'angle d'ouverture du cône Compton et la résolution temporelle joue sur la fenêtre de coïncidence des événements entre le diffuseur et l'absorbeur ainsi que sur la discrimination par temps de vol des particules lourdes et des photons gamma. Notons que même si l'hodoscope n'est pas modélisé, sa résolution temporelle est prise en compte pour la discrimination en temps de vol appliquée. Les résolutions appliquées sont soit mesurées expérimentalement, soit celles attendues (tableau 2.2). Un descriptif complet de ces valeurs se trouve dans la partie traitant de la caractérisation des détecteurs (chapitre 4).

TABLE 2.2 – Résolutions spatiales, en énergie et temporelles appliquées aux données de simulation Monte Carlo pour le traitement.

Résolution (FWHM) à 1 MeV	Diffuseur Si	Absorbeur BGO	Hodoscope
spatiale [mm]	0,9	5	/
énergie [%]	2,3	17	/
temporelle [ns]	15	3	1

2.2.4.2 Modélisation de la structure en temps du faisceau d'ions

La structure en temps du faisceau a un impact direct sur les capacités de la caméra Compton à détecter des événements en coïncidence entre le diffuseur et l'absorbeur. La structure en temps des ions peut se scinder en deux parties :

- La fréquence d'extraction des ions. Elle est fixe pour un cyclotron IBA C230 et variable en fonction de l'énergie des ions pour le synchrotron Siemens en place au centre clinique HIT à Heidelberg en Allemagne.
- Une microstructure qui contient l'ensemble des particules extraites. La microstructure représente donc un paquet (ou *bunch*), groupant les ions incidents. Le nombre de particules présentes dans la microstructure dépend de l'intensité clinique demandée.

La figure 2.2 schématise la structure en temps régissant l'extraction du faisceau d'ions vers le patient.

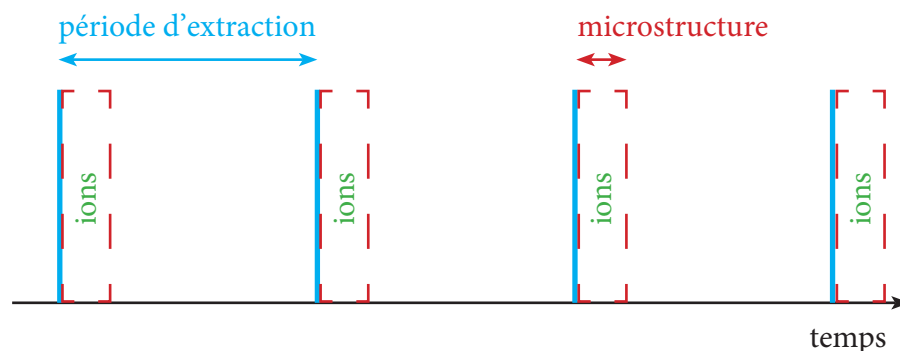


FIGURE 2.2 – Schématisation de la structure en temps d'un faisceau d'ions clinique avec la période d'extraction et sa microstructure. Les ions sont empaquetés dans la microstructure.

J'ai étudié l'influence de la structure en temps du faisceau pour les protons et les ions carbone. En ce qui concerne les protons, j'ai modélisé la structure du cyclotron C230 développé par la compagnie IBA et implanté dans 16 centres de protonthérapie dans le monde (source <http://www.ptcog.ch>). À l'énergie d'intérêt de l'étude, qui est de 160 MeV, la structure en temps est composée d'une période de 9,42 ns (106 MHz) pour

une impulsion mesurée à 2 ns [F Roellinghoff, 2014]. Pour la partie ions carbone, j'ai modélisé le synchrotron installé au centre de traitement clinique d'hadronthérapie d'Heidelberg en Allemagne (HIT). La structure en temps a été mesurée en 2013 par notre équipe pour des énergies d'ions carbone de 200 MeV/n et 400 MeV/n. La figure 2.3 montre la mesure de la structure en temps pour des ions carbone à 400 MeV/n. La mesure est réalisée avec un hodoscope à deux fibres scintillantes placé dans le faisceau. Les impulsions ont une période d'extraction de 150,2 ns et les paquets ont une largeur à mi-hauteur de 21,5 ns. N'ayant pas mesuré la valeur à 305 MeV/n (l'énergie d'intérêt), j'ai estimé la période d'extraction à 170 ns (5,9 MHz) et la durée d'un paquet à 30 ns par interpolation linéaire d'après les énergies mesurées à 400 MeV/n et 200 MeV/n. De nouvelles mesures ont été effectuées sur la structure en temps du faisceau en avril 2015 à HIT par notre équipe. La structure en temps mesurée pour un faisceau d'ions de 305 MeV/n est une période d'extraction de 150 ns pour un temps de paquet de 15 ns. Ces nouvelles mesures rentrent en contradiction avec celles faites en 2013. Il faut se renseigner auprès des ingénieurs du synchrotron pour voir si des paramètres ont changé entre les deux mesures.

Ces mesures ont montré qu'on ne peut pas utiliser le signal de HF du synchrotron (5,9 MHz) pour localiser les pulses dans le temps, car la phase varie au cours d'une extraction (temps de remplissage de l'anneau du synchrotron). L'utilisation d'un hodoscope est indispensable.

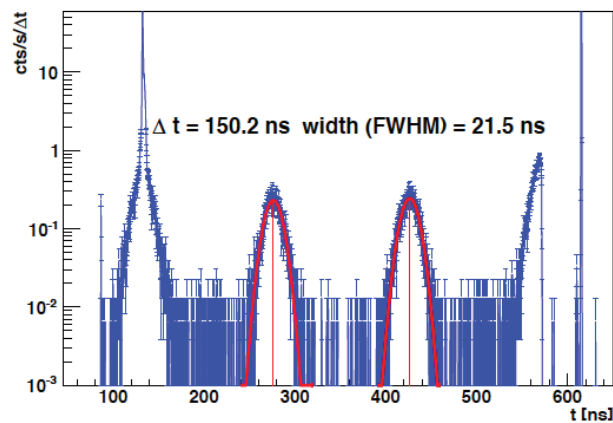


FIGURE 2.3 – Structure en temps mesurée d'un faisceau d'ions carbone à 400 MeV/n délivré par le synchrotron du centre de traitement HIT. Les impulsions ont une période d'extraction de 150,2 ns et les paquets ont une largeur à mi-hauteur de 21,5 ns. La mesure est réalisée avec un hodoscope possédant deux fibres scintillantes.

Avant de pouvoir appliquer ces structures en temps aux événements détectés par la caméra Compton dans les simulations Geant4, il faut définir l'intensité du faisceau, c'est-à-dire le nombre d'ions se trouvant dans la microstructure associée. Dans le cas des protons et du cyclotron C230, l'intensité maximale en clinique est de 3,2 nA, ce qui correspond à une intensité de 2×10^{10} protons/s ou 217 protons/paquet (pour une période d'impulsion de 9,42 ns (106 MHz)). Pour les ions carbone, l'intensité maximale dans le cadre d'un traitement clinique est de 5×10^7 ions carbone/s ou 9 ions carbone/paquet. Le nombre d'ions par paquet correspond à une moyenne et peut être modélisé par une loi de Poisson de moyenne correspondant à l'intensité du faisceau. Ainsi, pour une intensité du faisceau donnée, le nombre de particules composant le paquet sera tiré aléatoirement dans une distribution de Poisson.

Je traite les simulations pour une statistique de 10^8 pour les protons et une statistique de 2×10^5 pour les ions carbone.

J'assigne à chaque particule interagissant dans le diffuseur et l'absorbeur un numéro de paquet auquel elle est théoriquement rattachée au vu de la structure en temps choisie et de l'intensité du faisceau.

En outre, en même temps que l'application de la structure temporelle du faisceau, la résolution temporelle des détecteurs est également prise en compte comme expliqué à la section 2.2.4.1.

2.2.4.3 Définition du terme coïncidence

Une coïncidence est définie comme un dépôt d'énergie dans le diffuseur et un dépôt d'énergie dans l'absorbeur pour une fenêtre en temps donnée (quasi-simultanée). La caméra Compton qui détecte les photons gamma est basée sur une double interaction dans le diffuseur et l'absorbeur. Ces événements sont considérés comme étant en coïncidence. Cependant un certain nombre d'événements seront considérés comme du bruit de fond : interaction quasi-simultanée de deux particules secondaires dans le diffuseur et l'absorbeur, et double interaction d'une même particule autre que par diffusion Compton d'un photon (par exemple une particule chargée qui traverserait un plan de silicium et l'absorbeur).

Lorsque deux particules interagissant respectivement dans le diffuseur pour l'une et dans l'absorbeur pour l'autre n'ont pas été créées par le même ion incident, on parle de coïncidence fortuite. En effet, si plusieurs ions incidents se trouvent dans le même paquet, chacun des ions incidents va créer des particules secondaires en interagissant avec le patient. Il en résulte qu'une particule correspondant à l'ion₁ dépose de l'énergie dans un plan de silicium et qu'une particule correspondant à l'ion₂ dépose de l'énergie dans l'absorbeur. Cette coïncidence est appelée *fortuite* ou *random*. Dans le cas contraire, si les deux dépôts d'énergie (dans le diffuseur et dans l'absorbeur) proviennent de particules issues d'un même ion incident, alors on parle d'une coïncidence *vraie*.

À présent, il est nécessaire d'affiner la définition d'une coïncidence vraie qui contient différents cas de figure. Il est possible de mettre ces cas de figure dans deux catégories : les événements indésirables *background* ou les événements d'intérêt qui sont les photons gamma et que nous appellerons *true gamma*.

La catégorie *background* comprend :

- Événements fortuits venant de deux ions incidents distincts.
- Une même particule déposant de l'énergie dans le diffuseur et l'absorbeur, mais n'étant pas un photon gamma : proton, neutron, électron.
- Deux particules distinctes générées par le même ion incident et dont l'une interagit dans un plan de silicium et l'autre dans l'absorbeur BGO. Toutes les combinaisons sont possibles, telles que par exemple : deux photons gamma, un proton et un photon gamma, un proton et un neutron, etc.

La deuxième catégorie *true gamma* est celle que l'on souhaite détecter avec le moins d'événements *background* possible. Comme explicité plus haut, on sélectionne les photons gamma ayant diffusé dans un plan de silicium puis absorbés dans l'absorbeur. Parmi ces événements, il est possible de distinguer les photons gamma créés par une réaction nucléaire de l'ion incident et le lieu de cette création va donner une information relative au parcours de l'ion. On peut différencier ces photons par rapport à ceux ayant diffusé, une ou plusieurs fois, dans le patient avant d'être détectés par la caméra Compton. Les photons ayant été créés par le processus d'annihilation sont également pris en compte dans la catégorie *true gamma*, mais ne renseignent pas sur le parcours de l'ion car ils ne se sont pas directement créés par l'interaction de l'ion lui-même. La figure 2.4 reprend les différentes définitions des coïncidences.

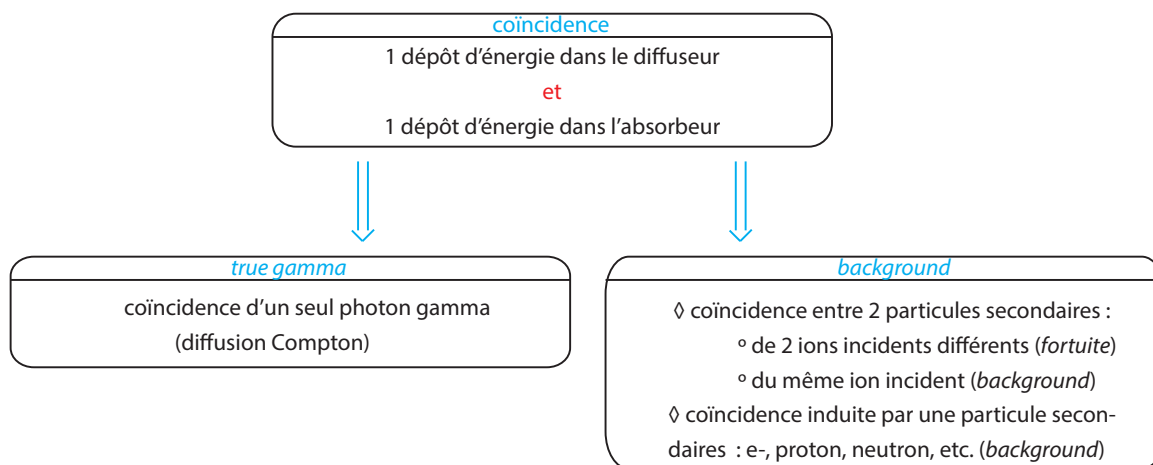


FIGURE 2.4 – Diagramme reprenant la définition d'une coïncidence et des distinctions faites pour classer les différents cas de figure.

2.2.4.4 Recherche des coïncidences

Comme décrit précédemment, une coïncidence est définie comme un dépôt d'énergie dans le diffuseur et un dépôt d'énergie dans l'absorbeur et cela pour une fenêtre en temps donnée. L'absorbeur ayant la meilleure résolution en temps par rapport au diffuseur, c'est le détecteur de référence afin de déclencher la recherche de coïncidences. Plus la fenêtre de temps allouée à la recherche de coïncidences est grande et plus la probabilité d'en trouver est grande, mais la probabilité d'avoir des événements fortuits ou plusieurs événements en coïncidence avec l'absorbeur augmente également. Ainsi, avoir une fenêtre de coïncidence très petite (autour de 1 ns) serait l'idéal pour ne sélectionner que les photons gamma en coïncidence. Malheureusement, les détecteurs possèdent une certaine résolution en temps ce qui impacte grandement la fenêtre en temps de coïncidence. Le détecteur ayant la moins bonne résolution dans notre cas est le détecteur silicium. En effet, la résolution temporelle mesurée est de 15 ns (FWHM). Au vu de cette dernière résolution, la fenêtre de coïncidence choisie est de 40 ns, c'est-à-dire ± 20 ns autour de l'événement détecté dans l'absorbeur.

Je prends également en compte le temps de montée des signaux analogiques du diffuseur et de l'absorbeur. Le temps moyen du signal analogique pour un bloc BGO individuel (avec ses 4 photomultiplicateurs associés) est de 300 ns. Ainsi, si un deuxième événement se produit dans le même bloc de BGO dans les 300 ns après le premier événement, il y a un risque important d'empilement et donc de perte de l'information utile sur l'énergie déposée. Les deux événements sont donc supprimés et non pris en compte pour la recherche de coïncidences. Pour les plans de silicium, j'applique le même principe. Dans ce cas, le temps de montée du signal est de l'ordre de 1 μ s et la discrimination se fait sur les pistes du même plan de silicium (côtés P et N). S'il y a deux événements sur la même piste dans une période de 1 μ s, alors les deux événements sont perdus. La probabilité que deux événements se produisent dans le silicium et que leurs énergies soient collectées par la même piste est faible. Typiquement, le taux de rejet pour l'ensemble de l'absorbeur est de 0,2 % et de 0,4% pour le diffuseur pour une statistique de 10^8 protons incidents.

En ce qui concerne les coïncidences entre un événement dans l'absorbeur et dans plusieurs plans de silicium, ne sont pris en compte que les événements pour lesquels il y a une coïncidence entre un seul des plans de détecteur silicium et l'absorbeur. Il apparaît que prendre en compte les événements où plusieurs plans de silicium sont impliqués n'apporte rien quant à la position du *falloff* du pic de Bragg. Par ailleurs, le nombre de ces événements où au moins deux plans de détecteur silicium sont touchés est limité (30 %).

2.2.4.5 Temps de vol et coupures en énergie

Temps de vol (TOF)

Les simulations intègrent la discrimination des particules par temps de vol. Cette discrimination devrait essentiellement impacter le taux des coïncidences définies comme vraies, mais non souhaitées, car étant le fruit d'un dépôt d'énergie d'une particule chargée ou massive dans la caméra Compton. Pour rappel, le temps de vol est défini comme la différence du temps de détection d'un dépôt d'énergie dans l'absorbeur et dans l'hodoscope (équation 2.1) :

$$\begin{aligned} TOF_{théorique} &= t_{absorbeur} - t_{hodoscope}, \\ TOF_{simulation} &= t_{absorbeur} + G(t), \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec $t_{absorbeur}$ le temps de détection de la particule dans l'absorbeur (la résolution temporelle est appliquée) et $G(t)$ la fonction modélisant de l'hodoscope.

Comme décrit à la section 2.2.1, l'hodoscope n'est pas modélisé dans les simulations. Les ions incidents étant tirés individuellement durant la simulation Geant4, tous les ions ont le même temps de passage avant le fantôme en PMMA. Ainsi, le temps de vol peut être considéré comme le temps de détection de la particule dans l'absorbeur. Cependant, l'hodoscope possède une résolution temporelle de l'ordre de 1 ns (FWHM). Cette résolution temporelle est modélisée par une distribution gaussienne ($G(t)$), dont la largeur à mi-hauteur est de 1 ns, et dégrade l'information temporelle, de même que la résolution temporelle du BGO qui est également appliquée. L'absorbeur se trouve à 66 cm du centre de la cible en PMMA, ce qui correspond à un temps de vol des photons de 2,2 ns (30 cm/ns). Les particules sont tirées à 5 cm avant la cible en PMMA. Les protons parcourent environ 10 cm/ns ce qui correspond à un temps de vol des protons de 0,5 à 2 ns dans notre géométrie. En additionnant les deux parcours, on obtient environ 4 ns ce qui correspond au temps de vol obtenu sur la

figure 2.5.

La coupure en temps de vol appliquée est $0 < TOF_{simulation} < 6$ ns ce qui implique que tous les événements n'appartenant pas à cette plage ne seront pas reconstruits par la suite. La même coupure est utilisée pour l'étude avec les protons et les ions carbone. La figure 2.5 est un exemple de spectre de temps de vol pour des événements en coïncidence dans le cas d'un faisceau de protons et d'un faisceau d'ions carbone. Il est bien montré que la coupure à 6 ns est nécessaire afin d'éliminer tous les événements indésirables (*background*) sans perdre trop de signal (*true gamma*).

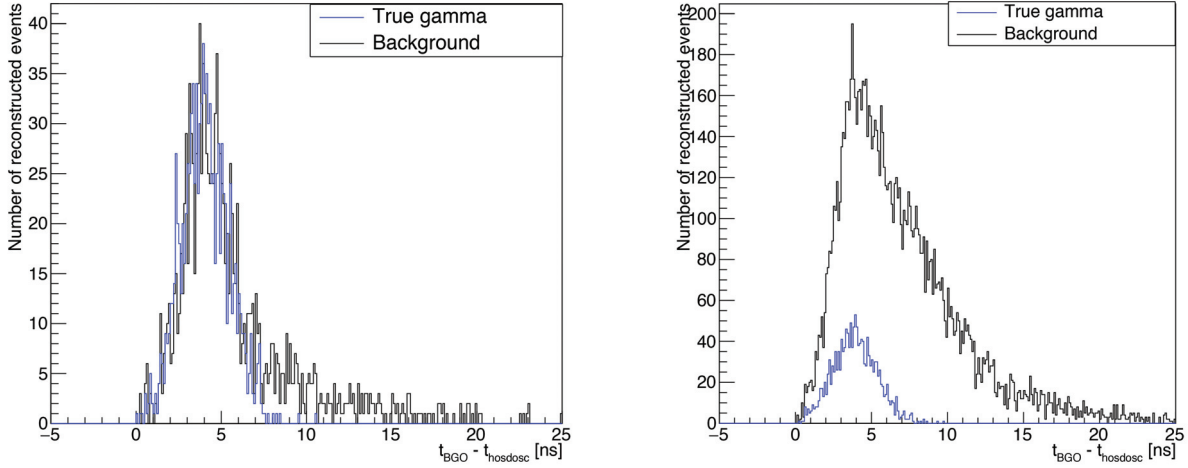


FIGURE 2.5 – Spectre en temps de vol pour un faisceau de protons sur la figure de gauche et un faisceau d'ions carbone sur la droite. Le temps de vol correspond à la différence de temps entre le BGO et l'hodoscope pour des événements détectés en coïncidence. Les événements étiquetés *true gamma* sont les photons secondaires d'intérêt et les événements *background* ceux à rejeter.

Coupures en énergie

Les signaux analogiques en sortie de détecteurs possèdent un certain bruit dû majoritairement à leur résolution intrinsèque en énergie. Un bruit supplémentaire est rajouté avec la chaîne électronique de traitement du signal. Nous avons cherché à optimiser au maximum le bruit issu de la chaîne électronique par le développement d'une électronique intégrée et dédiée. Afin de prendre en compte le niveau de bruit électronique et d'environnement, la coupure en énergie appliquée au silicium est de 50 keV et la coupure en énergie appliquée au BGO est de 100 keV. Ces coupures sont à affiner avec l'électronique intégrée finale et les mesures expérimentales. Une coupure additionnelle sur l'énergie déposée dans la caméra est réalisée à 1 MeV afin de supprimer les photons d'annihilation et la majorité des gamma prompts diffusés dans la cible en PMMA.

2.2.4.6 Algorithme de reconstruction

À partir des points d'interaction du photon gamma diffusé dans le diffuseur et dans l'absorbeur ainsi que des énergies déposées, il est possible de remonter au point d'émission de ce photon gamma. En reconstruisant l'ensemble des points d'émission des photons détectés, il est possible de retrouver le profil d'émission des gammas, et en particulier la chute correspondant à la fin de parcours dans la zone d'intérêt. Les événements peuvent être reconstruits de manière analytique ou de manière itérative comme expliqué à la section 1.1.3.2.3. La méthode choisie pour les simulations est la reconstruction analytique dite *ligne-cône*. Cette méthode est plus rapide et permet d'avoir directement l'information recherchée (la position du *falloff*).

Le photon est supposé totalement absorbé dans l'absorbeur. Cette hypothèse combinée à la résolution en énergie des détecteurs mène à une incertitude sur l'ouverture du cône Compton. La position d'interaction dans le diffuseur donne le sommet du cône reconstruit et celle dans l'absorbeur fournit l'axe du cône. L'intersection entre le cône Compton reconstruit et la trajectoire de l'ion incident donne deux points d'émission potentiels. Seulement une de ces deux solutions est la bonne. Comme la position d'émission du photon est inconnue dans

le cadre du traitement en hadronthérapie, les deux solutions sont gardées lors de la reconstruction. J'étudie les performances de l'algorithme itératif LM-MLEM développé au laboratoire CREATIS pour la caméra Compton avec une source ponctuelle et une source linéaire de photons polyénergétiques d'énergie de 0 à 10 MeV. L'utilisation de l'algorithme nécessite de renseigner les informations sur la simulation réalisée (nombre de détecteurs, dimension des détecteurs, positions des détecteurs), sur le volume à reconstruire (dimensions, nombre de voxels), sur le modèle de reconstruction des événements et sur l'utilisation d'une matrice de sensibilité. Par modèle de reconstruction, on entend la prise en compte ou non de l'angle de diffusion Compton entre le diffuseur et l'absorbeur dans le calcul de la probabilité d'émission du photon détecté en coïncidence pour un voxel du volume reconstruit (t_{ij}). Soit l'angle de diffusion Compton est pris en compte pour le calcul des t_{ij} pour l'ensemble des voxels de la matrice de reconstruction, soit il est sorti de l'intégrale et devient une constante pour le calcul des (t_{ij}). Le premier cas, qui représente le mieux la situation réelle est utile si une matrice sensibilité a été calculée. Ne pouvant pas générer de matrice de sensibilité, j'ai choisi de prendre le cas où l'angle de diffusion Compton est considéré comme une constante dans le calcul des t_{ij} .

2.2.4.7 Récapitulatif des paramètres de simulation

Le tableau 2.3 résume la modélisation des faisceaux d'ions étudiés et la modélisation des détecteurs.

TABLE 2.3 – Ensemble des informations appliquées à la modélisation de la structure en temps du faisceau et à la détection des coïncidences entre le diffuseur et l'absorbeur de la caméra Compton. Les temps morts indiqués correspondent à l'empilement des signaux mis en forme.

Caractéristiques cliniques	Accélérateur Intensité clinique Énergie	Protons	Ions carbone
		cyclotron IBA C230 2×10^{10} p/s 160 MeV	synchrotron à HIT 5×10^7 ions/s 305 MeV/n
Structure en temps du faisceau	Temps paquet [ns]	2	30
	Période [ns]	9.4	170
	Particules/paquet	217	9
	Coupeure TOF	$0 < \text{TOF} < 6$ ns	
Détecteurs	Fenêtre de coïncidence [ns]	40	40
	Résolution temporelle [ns]	Si (1 piste) : 15 BGO (1 bloc) : 3	
	Temps mort [ns]	Si : 1000 et BGO : 300	

2.2.5 Estimation de la précision de la caméra

L'objectif premier de la caméra Compton est de pouvoir détecter en temps réel un écart au plan de traitement pendant l'irradiation du patient. Il est donc crucial de savoir quelle précision on peut attendre de cette caméra afin de lui associer un seuil de décision en condition clinique. J'ai donc cherché à estimer la précision de la caméra en fonction du nombre d'ions incidents pour des protons et des ions carbone.

L'idée est d'avoir un profil de vertex d'émission reconstruits par la méthode ligne-cône à haute statistique que l'on modélise via un ajustement sous ROOT. On réalise alors plusieurs profils à plus faible statistique qui sont comparés à l'ajustement de référence. La distance entre les deux profils est calculée et, à la fin de toutes les réalisations, il est obtenu une distribution dont l'écart-type donne la précision de la caméra. Je vais détailler à présent les différentes étapes du programme afin de mieux le comprendre.

Premièrement, j'ai choisi comme référence un profil de vertex d'émission reconstruits par la méthode ligne-cône à haute statistique qui, ici, est obtenu pour 2×10^{10} protons incidents (figure 2.6(a)). La figure montre les vertex d'émission pour les coïncidences *true gamma* et *background*. Le profil *background* est coupé en $y = -150$ mm par une coupure logicielle et cette chute ne correspond pas à une chute physique. Le but en choisissant un profil à haute statistique est d'obtenir un profil de référence le plus lisse possible (car les fluctuations statistiques relatives sont minimisées). Le profil n'étant pas assez lisse, je l'ai lissé avec la méthode *SmoothKern* utilisant la régression Nadaraya-Watson et disponible dans ROOT. Le paramètre qui permet d'ajuster le lissage est la bande passante de la méthode. Après avoir fait varier la bande passante pour trouver le meilleur ajustement, une bande passante de 12 est choisie. La figure 2.6(b) montre le profil haute statistique (en rouge) et l'ajustement réalisé avec la méthode *SmoothKern* (en bleu) sur la zone d'intérêt de l'étude autour du *falloff*. Sur la plage d'intérêt ($y = 0$ mm à $y = +100$ mm), je modélise la courbe de référence lissée avec une combinaison linéaire de *splines* de bases rationnelles non uniformes qui sont appelées en anglais *Non-Uniform Rational Basis Splines* ou

NURBS. Une *spline* correspond à une fonction définie par morceaux par des polynômes. La fonction NURBS va donc interpoler l'histogramme de référence entre les différents points de celui-ci (figure 2.6(c)). Il est possible de choisir le degré des polynômes d'interpolation et le nombre de points qu'utilise la fonction pour interpoler. Dans le cas présent, le degré des polynômes est fixé à 3. La précision de la caméra va être donnée pour différents nombres de points constituant le profil NURBS. La figure 2.7 montre l'allure du profil NURBS en fonction du nombre de points choisi pour modéliser le profil lissé des vertex d'émission des coïncidences. La figure 2.6(c) présente le profil NURBS de référence obtenu avec 20 points d'interpolation.

Une fois la courbe NURBS obtenue, elle est utilisée comme référence afin de comparer la position du *falloff* à forte statistique avec la position du *falloff* pour une statistique plus faible. La figure 2.6(d) montre le profil de référence NURBS ainsi qu'un tirage aléatoire poissonnien du profil de référence avec une statistique de 5×10^7 protons. En théorie, il faudrait utiliser un profil reconstruit à faible statistique indépendant de celui de référence. Afin d'accélérer l'étude et de minimiser le temps de simulation, les profils (ou réalisations) ne sont pas obtenus par de nouvelles simulations Monte Carlo, mais par tirage aléatoire dans une distribution de Poisson à partir du profil à haute statistique. Pour minimiser la différence entre le profil à basse statistique et le profil NURBS de référence, j'utilise l'algorithme Migrad disponible dans ROOT. L'algorithme déplace le profil NURBS de référence sur une distance définie et calcule le χ^2 pour chaque position. La valeur la plus petite due χ^2 donnera le décalage (ou *shift*) entre les deux courbes. Je réalise cette minimisation pour 1000 profils à une basse statistique donnée. La largeur à mi-hauteur de la distribution des *shifts* donne la précision de la caméra à une statistique donnée.

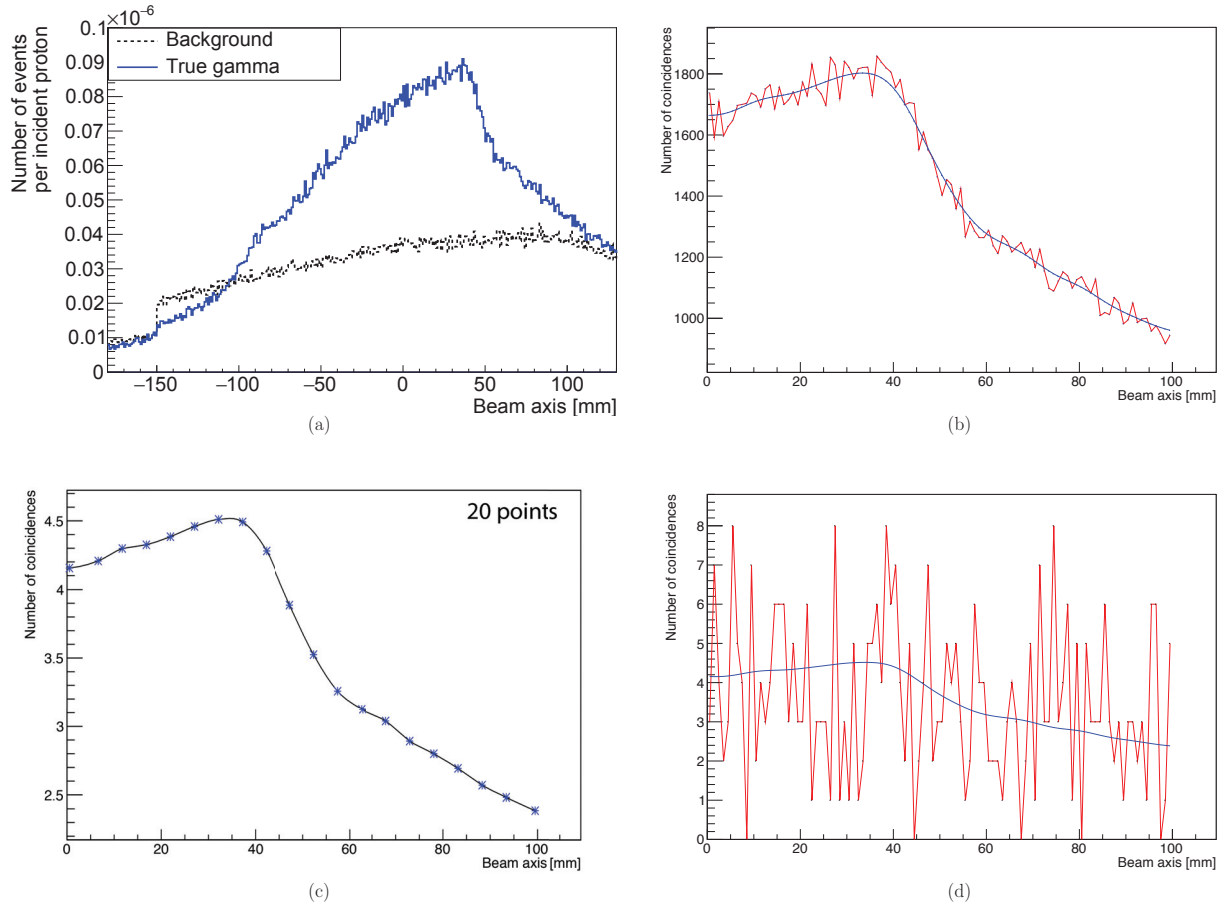


FIGURE 2.6 – (a) Profils des vertex d’émission des évènements en coïncidence pour les *true gamma* et le *background* avec 2×10^{10} protons incidents. (b) Profil lissé par la méthode *SmoothKern* (en bleu) et profil des vertex d’émission (en rouge). (c) Profil NURBS pour 20 points d’interpolation mis à l’échelle pour correspondre à un échantillon de 5×10^7 protons. (d) Profil NURBS (en bleu) et profil d’un échantillon du profil de référence obtenu avec un tirage de Poisson pour une statistique de 5×10^7 protons incidents. La valeur 0 de l’axe des abscisses correspond au centre du cylindre en PMMA. La caméra Compton et le *falloff* sont situés en +50 mm.

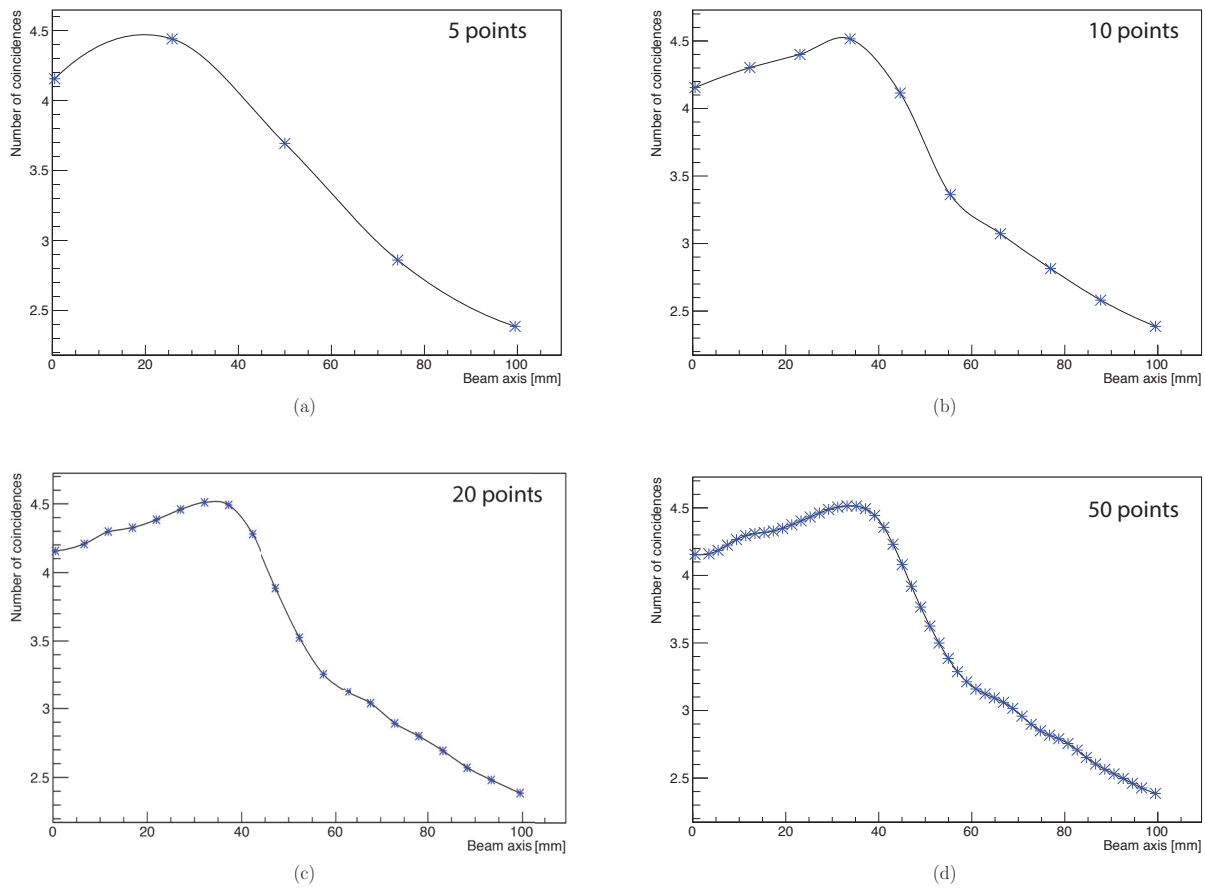


FIGURE 2.7 – Profil NURBS en fonction du nombre de points d'interpolation le constituant. Plus le nombre de points est important et mieux le profil NURBS s'ajuste au profil de référence lissé. Présentation du profil NURBS pour 5 points (a), 10 points (b), 20 points (c) et 50 points (d).

2.3 Résultats

2.3.1 Performances de la caméra Compton

Les performances de la caméra Compton avaient déjà été estimées par les études qui ont mené au choix du prototype de caméra [M. H. Richard, 2011, Richard et al., 2012]. Je présente ici une actualisation de l'efficacité de détection au vu des dimensions finales du prototype en cours de développement.

Le traitement des coïncidences est appliqué comme expliqué à la section précédente (2.2.4.3), mais aucune structure en temps n'est appliquée dans la caractérisation des performances de la caméra Compton.

2.3.1.1 Efficacité absolue

L'efficacité absolue est un point crucial de la caméra. Elle impacte directement la quantité d'événements détectés par la caméra et ainsi la qualité de la reconstruction de ces événements. L'efficacité absolue ϵ est définie comme suit :

$$\epsilon = \frac{N_{\gamma_{recons}}}{N_{\gamma_{total}}}, \quad (2.2)$$

avec $N_{\gamma_{recons}}$ le nombre d'événements gamma en coïncidence,
 $N_{\gamma_{total}}$ le nombre total de photons gamma émis : 10^7 .

Je présente dans cette étude l'efficacité absolue de la caméra en fonction de la position d'une source ponctuelle par rapport au centre de la caméra Compton. L'efficacité de détection est fonction de la distance de la caméra au patient d0 et de la distance entre le diffuseur et l'absorbeur d2. La position de la source radioactive dans le plan transverse de la caméra influe également sur l'efficacité absolue de détection (figure 2.8). La disposition des détecteurs pour cette étude est décrite à la section 2.2.1 avec, à la place de la cible en PMMA, une source ponctuelle dans l'air. J'ai déplacé la source ponctuelle de -300 mm à $+300$ mm (par pas de 20 mm) suivant l'axe transverse (axe y) à la caméra. La source de photons gamma est soit monoénergétique [300 keV, 6 MeV] soit polyénergétique (énergies de photons gamma émis dans 4π lors de l'interaction de protons de 160 MeV dans un fantôme en PMMA).

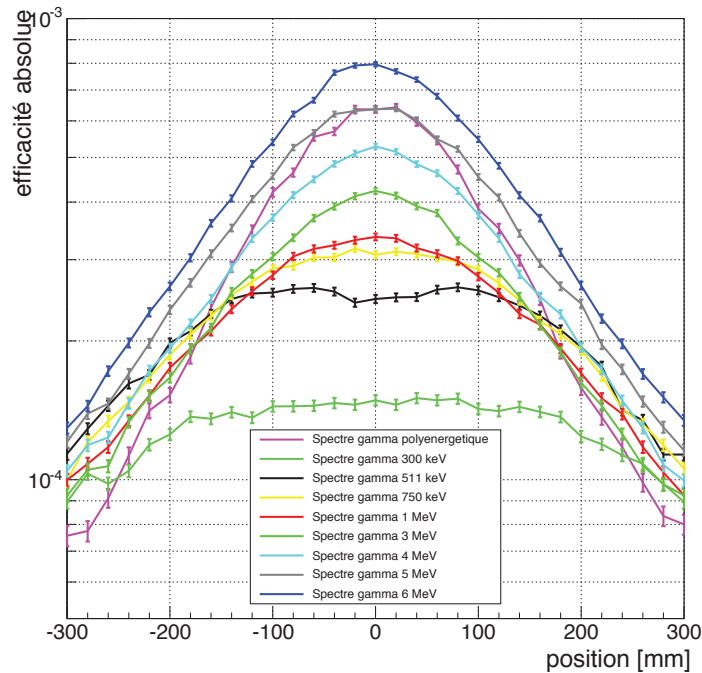


FIGURE 2.8 – Efficacité absolue de reconstruction de la caméra en fonction de l'énergie des photons gamma incidents et de la position du point d'émission de la source.

L'efficacité de la caméra s'améliore avec l'augmentation de l'énergie des photons incidents. Cela s'explique par un angle de diffusion Compton plus faible à haute énergie dans le diffuseur et donc une probabilité plus grande pour les photons d'interagir avec l'absorbeur. L'autre caractéristique mise en avant ici est que plus l'énergie augmente, plus l'efficacité se dégrade rapidement lorsque l'on s'éloigne du centre de la caméra. Au contraire, pour une énergie de 300 keV, l'efficacité absolue est quasi constante lorsque la source se déplace sur 40 cm. Les énergies d'intérêt pour l'hadronthérapie se situant au-delà de 1 MeV, il est important de centrer la caméra Compton sur la tumeur à contrôler afin d'optimiser l'efficacité de celle-ci.

2.3.2 Taux de coïncidences

L'objectif premier de la caméra Compton est de pouvoir mesurer le profil longitudinal des photons gamma prompts (et dans une moindre mesure la distribution 3D). Des études ont montré la faisabilité de ce contrôle par caméra Compton en se basant sur des simulations où la structure en temps n'était pas modélisée. Il est attendu que la structure en temps du faisceau joue un rôle non négligeable sur les capacités de la caméra Compton à pouvoir retrouver les coïncidences d'une même particule, du fait des forts taux de comptage des détecteurs. En effet, plus l'intensité du faisceau est importante et plus le nombre de particules secondaires créées est important et par la même occasion les taux de comptage du diffuseur et de l'absorbeur.

2.3.2.1 Taux de coïncidence en fonction de l'intensité du faisceau d'ions

L'intensité du faisceau peut être exprimée en nanoampères ou en nombre d'ions par paquet. Dans la suite de ce chapitre, je parlerai d'intensité faisceau en me référant au nombre moyen d'ions par paquet, que ce soit pour un faisceau de protons ou un faisceau d'ions carbone. Avec des protons, l'intensité clinique de 3,2 nA correspond à 217 protons par paquet. Ainsi, j'ai fait varier le nombre moyen d'ions de 10^{-3} à 217. En ce qui concerne les ions carbone, j'ai fait varier l'intensité du faisceau de 10^{-3} à 70 ions carbone en moyenne par paquet.

La figure 2.9 représente les taux de coïncidences absolus en fonction de l'intensité du faisceau dans le cas de protons et dans le cas d'ions carbone. Je distingue dans les résultats les événements *true gamma* et les événements *background*. Pour chacun de ces résultats, je présente les taux de coïncidences bruts (coïncidences détectées) et les taux de coïncidence pour les événements reconstruits par la méthode ligne-cône. À partir des événements détectés en coïncidence, l'algorithme calcul l'intersection entre le cône Compton et une droite passant par $x = 0$ et $z = 0$ et suivant la direction des ions incidents. Lorsque que le cône n'intersecte pas la droite, l'algorithme ne fournit pas de solution et des événements en coïncidence sont alors perdus. Dans les deux cas, une coupure en temps de vol est appliquée (marqueurs creux). Les taux de coïncidences sont donnés de manière absolue par ion incident et l'échelle log-log permet de visualiser l'ensemble de la plage d'intensité du faisceau. L'intensité clinique en protonthérapie est de l'ordre de 217 protons par paquet (IBA C230) et de 9 ions carbone par paquet (synchrotron HIT).

La première information résultante est qu'à intensité clinique, le taux des coïncidences indésirables *background* est très largement majoritaire par rapport aux événements recherchés. Il est donc impossible d'extraire une quelconque information viable quant à la position du pic de Bragg à intensité clinique en protons et en ions carbone. L'étiquette *background* regroupe différents types d'événements et ceux responsables de ce fort taux sont ici les événements fortuits, c'est-à-dire des particules secondaires issues de deux ions incidents différents. Il est facilement concevable que, lorsqu'il y a 217 protons par paquet de 2 ns toutes les 9,4 ns, beaucoup de particules secondaires soient créées en même temps (ou dans un intervalle de temps très court) et interagissent ainsi en coïncidence dans le diffuseur et l'absorbeur. En diminuant l'intensité clinique, le nombre moyen de particules par paquet va diminuer et avec lui le taux de coïncidences fortuites. Ce phénomène est observé avec des protons et des ions carbone sur la figure 2.9. En dessous d'une intensité d'une particule incidente par paquet, le taux de coïncidences fortuites est quasi nul. Le taux de coïncidences *background* est dû aux coïncidences autres que celles du même photon gamma prompt. Ces événements ne peuvent être supprimés avec la diminution de l'intensité faisceau et c'est pour cela qu'un palier est atteint.

Dans le cas des protons, l'application du temps de vol permet de faire encore baisser les coïncidences indésirables et le taux de coïncidences vraies devient majoritaire (en deçà de 5 protons incidents par paquet). Dans le cas des ions carbone, le taux de coïncidences *background* diminue également avec le temps de vol, mais pas suffisamment pour avoir un taux de coïncidences vrai gamma dominant. Cela s'explique par le fait qu'un ion carbone va créer plus de particules secondaires lors de son parcours dans la matière qu'un proton.

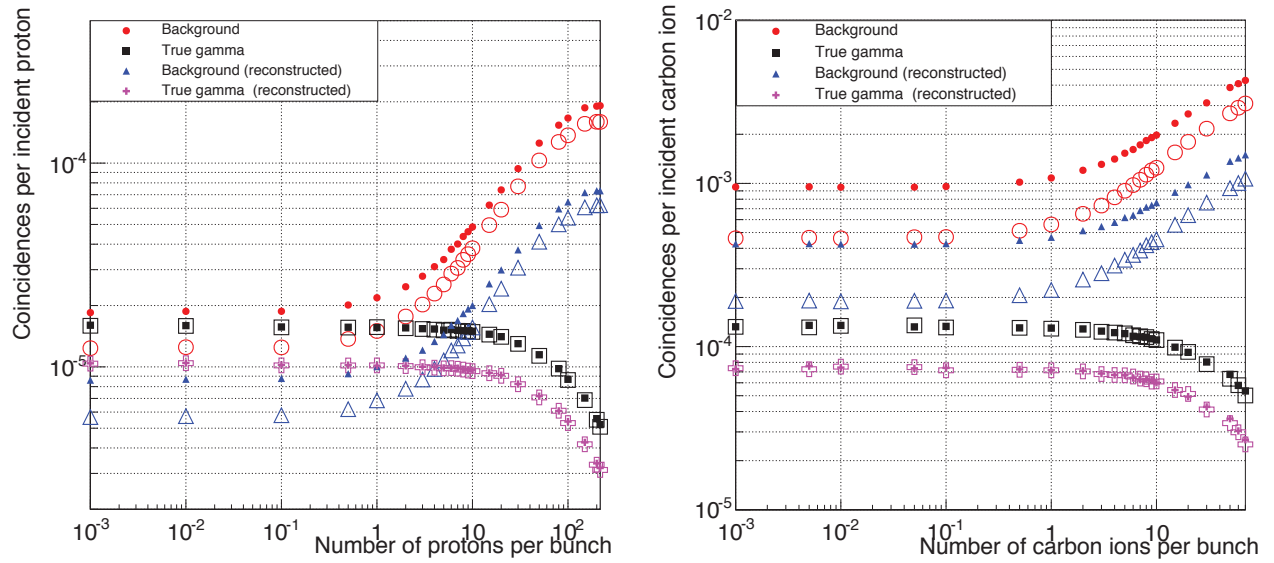


FIGURE 2.9 – Taux de coïncidences détectés par la caméra en fonction de l'intensité du faisceau d'ions (protons à gauche et ions carbone à droite) donnée en ions incidents par paquet. Les marqueurs indiquent que la discrimination par temps de vol n'est pas appliquée alors que pour les marqueurs creux, l'information temps de vol est utilisée. Les taux de coïncidences pour lesquels il est précisé « *reconstructed* » sont calculés avec le nombre de coïncidences qui sont reconstruites par l'algorithme ligne-cône.

2.3.3 Reconstruction des événements par méthode ligne-cône

La reconstruction des événements est une étape primordiale quant à la vérification du parcours des ions dans le patient. La méthode utilisée dite ligne-cône est analytique et permet d'avoir l'information 1D suivant l'axe du faisceau d'ions (ici l'axe y).

2.3.3.1 Reconstruction ligne-cône en fonction de l'intensité du faisceau d'ions

Il a été montré précédemment (2.3.2.1) que l'intensité du faisceau influe sur le type de coïncidences détectées par la caméra Compton. Il est donc intéressant de voir si la reconstruction des vertex d'émission des particules secondaires détectées par la caméra va dans le même sens. La figure 2.10 représente les taux de vertex reconstruits *true gamma* et *background* pour 10^8 protons incidents (1 *pencil beam*) à gauche et pour 2×10^7 ions carbone (10 – 30 *pencil beam*) à droite. La cible modélisée est un cylindre en PMMA de 15 cm de diamètre et 20 cm de long. Le parcours des protons et des ions carbone est de 15,2 cm dans la cible. L'entrée de la cible est placée à $y = -150$ mm et le pic de Bragg est localisé en $y = +0,2$ mm.

Les figures 2.10(a) et 2.10(b) correspondent aux intensités cliniques modélisées, c'est-à-dire une intensité de 217 protons/paquet et une intensité de 9 ions carbone/paquet. Le taux de vertex *background* est très largement majoritaire à cause des coïncidences fortuites dues à deux ions incidents différents. Le signal *true gamma* est totalement noyé et il est impossible de retrouver la position du pic de Bragg. Les figures 2.10(c) et 2.10(d) correspondent à des intensités de faisceau réduites à 1 proton/paquet et 1 ion carbone/paquet. En diminuant l'intensité, la chute du nombre de coïncidences reconstruites *background* est très visible (diminution des coïncidences fortuites) alors que la diminution de ce même *background* est moins significative pour les ions carbone. Enfin, les figures 2.10(e) et 2.10(f) présentent les taux de vertex reconstruits à intensité réduite et avec l'application de la discrimination par temps de vol. Dans le cas des ions carbone, le gain est plus marqué. Avec des protons, le bruit est également diminué, mais de manière plus modérée (moins de particules secondaires lourdes créées).

Dans l'ensemble des figures présentées, le *falloff* n'est pas visible. La résultante d'un taux de coïncidences *background* élevé est donc l'impossibilité de pouvoir déterminer la position du pic de Bragg grâce à la reconstruction des vertex d'émission. Les deux conditions nécessaires pour un contrôle du parcours sont la réduction de l'intensité faisceau et l'application d'une coupure en temps de vol.

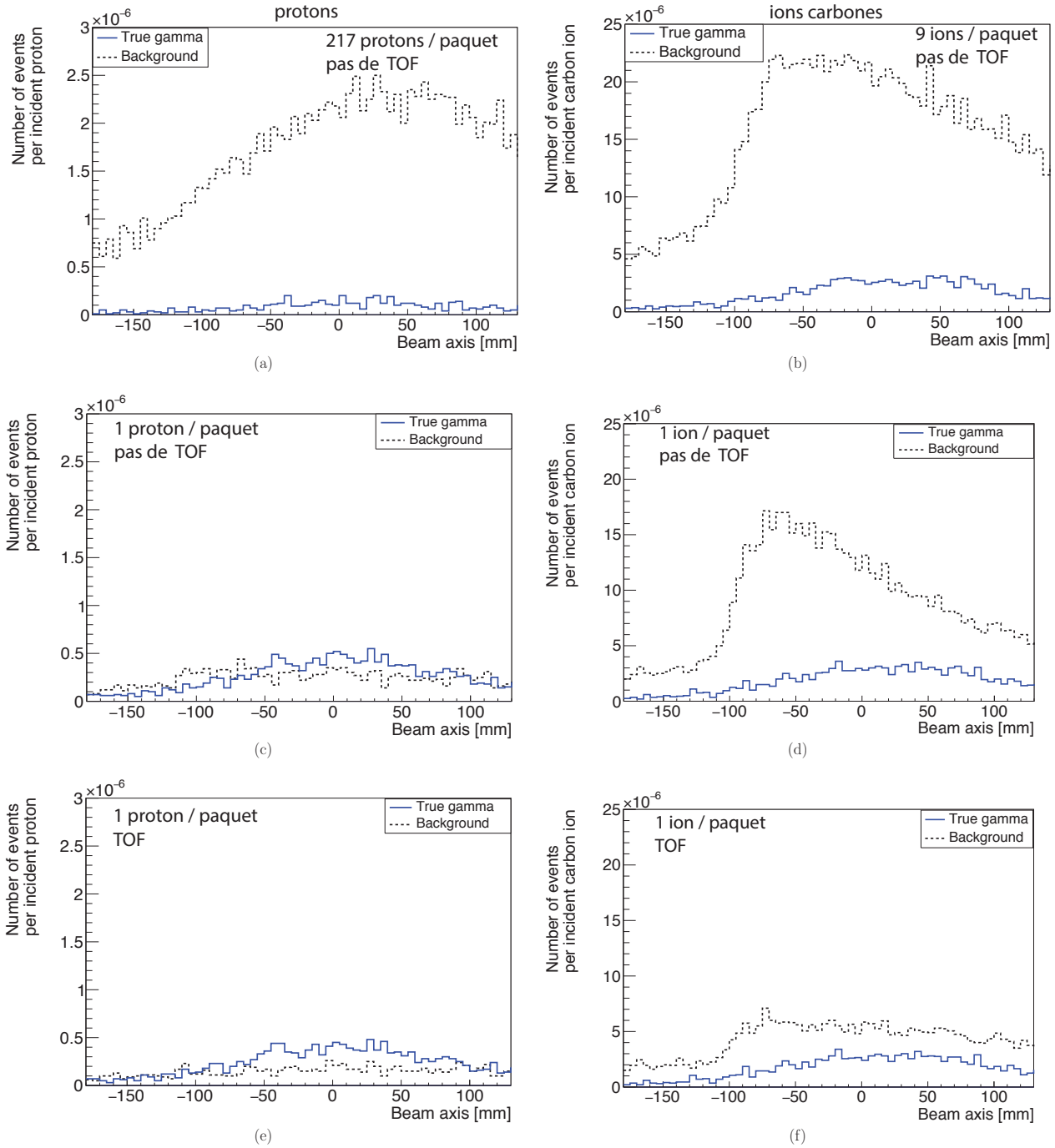


FIGURE 2.10 – Effet de l'intensité du faisceau d'ions incidents sur la reconstruction ligne-cône pour les protons (à gauche) et pour les ions carbone (à droite). Les résultats sont obtenus pour une statistique de 10^8 protons incidents et de 2×10^7 ions carbone incidents. Les figures 2.10(a) et 2.10(b) sont les résultats à intensité clinique, les figures 2.10(c) et 2.10(d) à intensité réduite et les figures 2.10(e) et 2.10(f) à intensité réduite et avec l'application du temps de vol.

2.3.3.2 Reconstruction ligne-cône : optimisation

Lorsque la méthode de reconstruction ligne-cône est appliquée, on obtient deux solutions quant à la position d'émission du photon reconstruit suivant la ligne du faisceau des ions incidents. Sur ces deux solutions, l'une est *de facto* fausse. Cependant, il est impossible de savoir quelle est la bonne solution si les deux solutions se trouvent dans le volume étudié (patient ou fantôme en PMMA). Le fait de reconstruire les deux solutions va donc détériorer le profil de l'ensemble des positions d'émission des événements reconstruits pour une statistique donnée.

J'ai étudié la possibilité d'avoir un *a priori* sur la solution la plus proche du point d'émission à partir de l'efficacité de détection de la caméra. J'ai également regardé l'influence des gammas prompts diffusés dans le patient et reconstruits afin de savoir s'ils détériorent ou non la position du *falloff*.

Influence du nombre de solutions reconstruites

L'une des problématiques du contrôle du parcours des ions en hadronthérapie est que la position d'émission des photons est inconnue et comprise sur tout le volume irradié à la différence d'une localisation connue en imagerie médicale.

Avec les informations des simulations Monte Carlo, on a accès à la position d'émission du photon gamma dans la cible en PMMA. Lors de la reconstruction ligne-cône, il est ainsi possible de choisir la solution la plus proche de la réalité. La deuxième solution qui n'est qu'un artefact de reconstruction apporté par cette méthode est éliminée. La figure ci-dessous (2.11) compare, pour les mêmes données, la reconstruction gardant les deux solutions à celle gardant seulement la solution la plus proche du point d'émission réel.

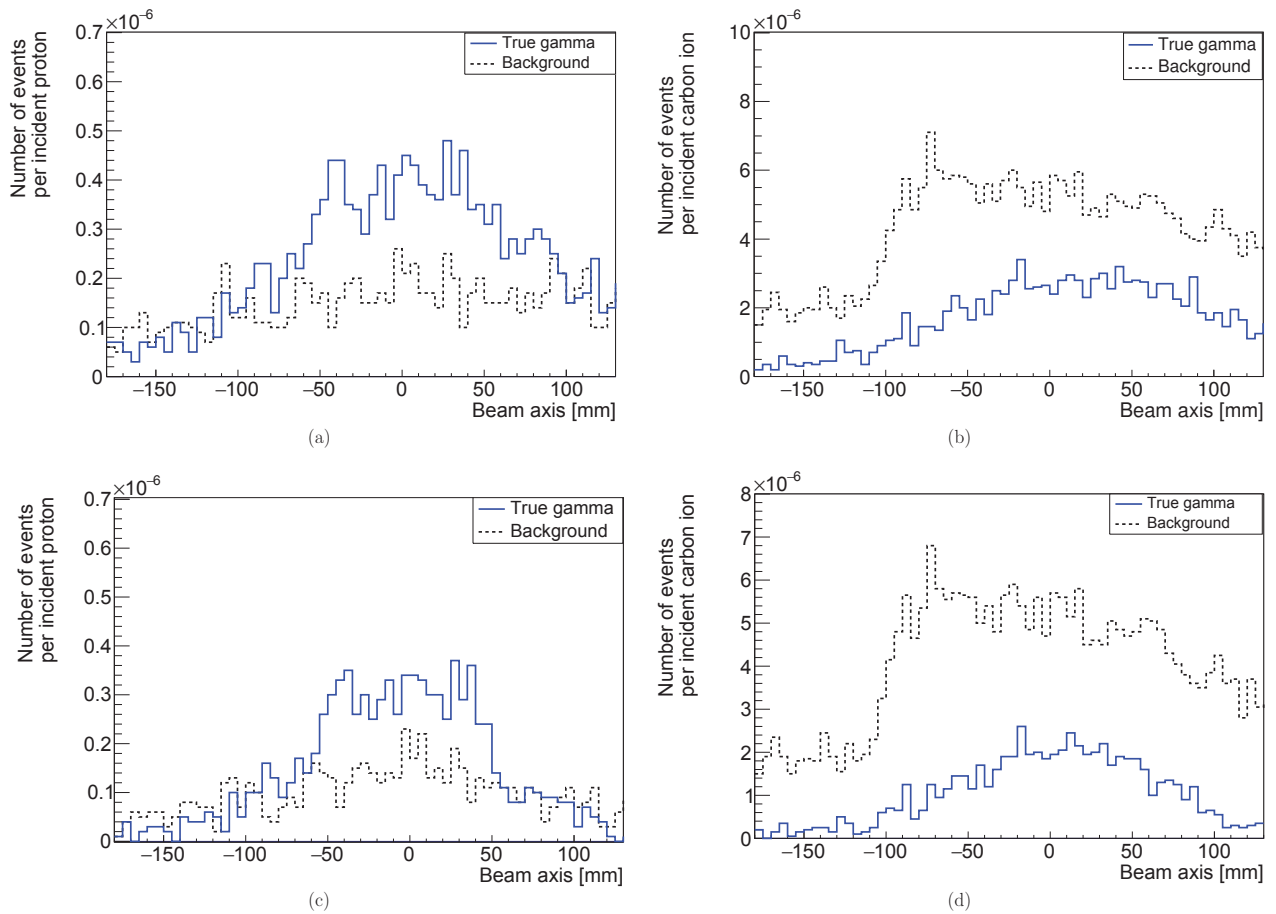


FIGURE 2.11 – Reconstruction par la méthode ligne-cône des vertex d'émission des particules secondaires en coïncidence avec 2 solutions (figures 2.11(a) et 2.11(b)) ou une solution (figures 2.11(c) et 2.11(d)). Les résultats sont donnés pour les protons (à gauche) et pour les ions carbone (à droite). L'intensité des faisceaux est réduite à 1 ion/paquet et les statistiques sont de 10^8 protons incidents et de 2×10^7 ions carbone incidents.

Avec un faisceau de protons, le fait de ne reconstruire que la solution vraie, c'est-à-dire celle la plus proche du point d'émission de la particule, améliore bien le contraste du *falloff*. Bien entendu, au regard des incertitudes de reconstruction induites par la résolution en énergie et la résolution spatiale des détecteurs, la reconstruction n'est pas parfaite. Cependant, s'il était possible d'avoir un *a priori* sur la position d'émission de la particule, cela aiderait à la détection du pic de Bragg à l'échelle du spot en proton.

Avec des ions carbone, le profil obtenu est également amélioré, mais cela ne suffit pas à avoir une image exploitable afin de trouver de manière absolue la position du *falloff* via cette méthode de reconstruction.

Pondération des solutions par l'efficacité absolue

Dans le but d'ajouter un *a priori* sur la solution la plus probable, la possibilité d'utiliser l'efficacité absolue de la caméra Compton en fonction de la position de la source dans le plan transverse a été étudiée. Cette idée est née de l'étude de la distance moyenne des deux solutions calculée par la méthode ligne-cône. En effet, la distance moyenne entre deux solutions dans la région du pic de Bragg est de 147 mm (figure 2.12) ce qui permet de dire que si une des deux solutions se situe autour du *falloff*, la deuxième solution est moins probable et ainsi il peut lui être affecté un facteur de pondération moindre.

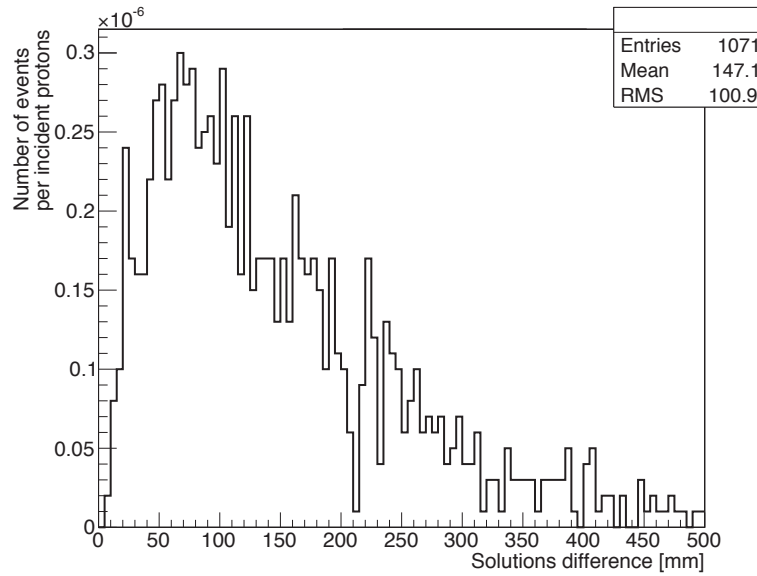


FIGURE 2.12 – Distance entre les deux solutions données par la méthode de reconstruction ligne-cône pour un faisceau de protons et une statistique de 10^8 protons incidents. L'intensité du faisceau de protons est réduite à 1 proton/paquet et la coupure en temps de vol est appliquée. La courbe noire représente l'ensemble des coïncidences reconstruites sur tout le volume de la cible cylindrique en PMMA.

J'ai utilisé les courbes montrées sur la figure 2.8 pour calculer un facteur de pondération en fonction de l'énergie de la particule reconstruite et de la position de sa reconstruction par rapport à la position de la caméra suivant l'axe y. L'affectation d'une particule à une courbe en fonction de son énergie est faite dans une plage de 1 MeV (± 500 keV autour de l'énergie de référence) et pour des énergies allant de 1 MeV à 6 MeV. Si l'énergie de la particule incidente est supérieure à 6 MeV, il est pris comme référence la courbe de 6 MeV. En termes de position, la solution de la reconstruction est affectée au point de la courbe d'efficacité la plus proche.

Le facteur de pondération de chacune des solutions calculées prend en compte l'efficacité absolue des deux solutions pour que la somme des deux facteurs soit égale à 1. Les facteurs de pondération sont définis comme :

$$P_{sol1} = \frac{\epsilon_{sol1}}{\epsilon_{sol1} + \epsilon_{sol2}}, \quad (2.3)$$

$$P_{sol2} = \frac{\epsilon_{sol2}}{\epsilon_{sol1} + \epsilon_{sol2}}, \quad (2.4)$$

où P_{sol1} et P_{sol2} sont les facteurs de pondération pour respectivement la solution 1 et la solution 2, ϵ_{sol} est l'efficacité associée à la solution 1 ou 2 en fonction de sa position suivant l'axe du faisceau et de l'énergie de la particule.

On peut vérifier sur la figure 2.13(a) que majoritairement les deux solutions possèdent le même facteur de pondération (égal à 0,5). Cette observation est confortée par la différence de pondération entre les deux facteurs (figure 2.13(b)). Au vu de ces premières informations, il peut être attendu un effet minime de l'application de ces facteurs de pondération sur les vertex d'émission reconstruits.

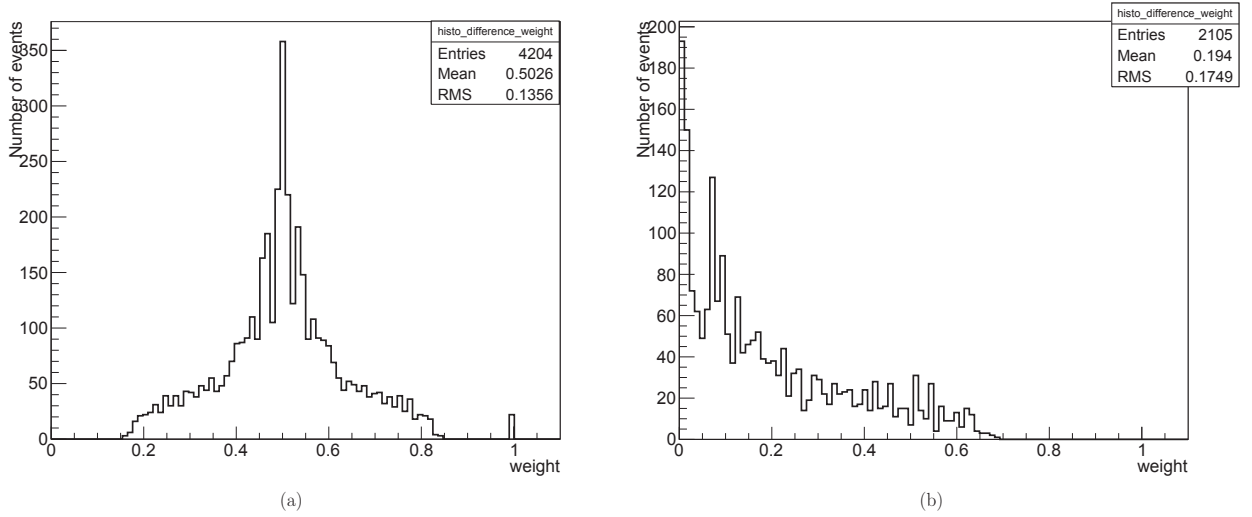


FIGURE 2.13 – Distribution des valeurs de pondération (a) et distribution de la différence des facteurs de pondération pour une coïncidence reconstruite (b). Distributions obtenues pour une statistique de 10^8 protons incidents. L'intensité du faisceau de protons est réduite à 1 proton/paquet et la coupure en temps de vol est appliquée.

J'ai donc utilisé la méthode de reconstruction ligne-cône avec la pondération en fonction de l'efficacité de la caméra. Les résultats sont obtenus pour un faisceau de protons incidents avec une statistique de 10^8 . Je présente les vertex reconstruits sans pondération et ces mêmes résultats avec pondération (figure 2.14). La figure présente les vertex reconstruits pour les événements *background* et *true gamma*, ces derniers étant décomposés entre *prompt gamma*, *prompt gamma scattered*, *other gamma* (voir définition section 2.3.3.3). L'entrée de la cible en PMMA est située en $y = -100$ mm et le *falloff* est localisé en $y = +50$ mm. La figure 2.14(a) représente les vertex reconstruits sans application de la pondération et la figure 2.14(b) montre ces mêmes vertex reconstruits avec une pondération. La somme des pondérations étant égale à 1, la statistique dans la figure 2.14(b) est divisée par deux en comparaison avec la figure 2.14(a).

La différence entre les deux figures 2.14(a) et 2.14(b) est très peu perceptible. Dans la région du pic de Bragg, cette pondération n'a aucune utilité. L'explication est que peu d'événements reconstruits ont une énergie supérieure à 6 MeV (14,8 %). Si l'on se réfère à la figure 2.8, l'efficacité de la caméra à 1 MeV ne varie pas beaucoup sur un plateau de 200 mm environ, ce qui couvre quasiment la cible en PMMA. Il est donc normal que la différence des facteurs de pondération soit si faible. Par ailleurs, c'est à haute énergie qu'une chute de l'efficacité en fonction de la position va être la plus marquée. S'il y avait plus d'événements dans cette plage d'énergie, peut être que cette pondération serait plus convaincante. J'ai vérifié également qu'à plus forte statistique de protons incidents (10^9), cette technique ne fonctionne toujours pas (figure 2.15). Il est à noter également que les courbes d'efficacité n'ont été réalisées que pour des photons gamma. Si pour les coïncidences *background* d'autres types de particules sont reconstruites, l'application de cette pondération n'est pas pertinente.

La pondération des solutions reconstruites grâce à l'efficacité absolue de la caméra n'est donc pas la méthode la plus adéquate pour optimiser cette méthode de reconstruction.

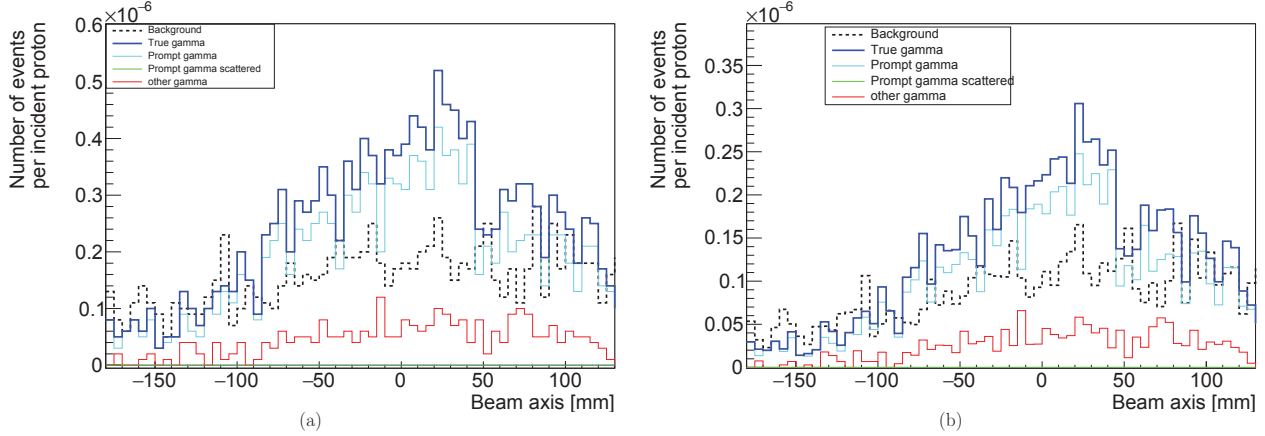


FIGURE 2.14 – Comparaison des vertex reconstruits avec (b) et sans (a) application des facteurs de pondération. Distributions obtenues dans les mêmes conditions que la figure 2.19.

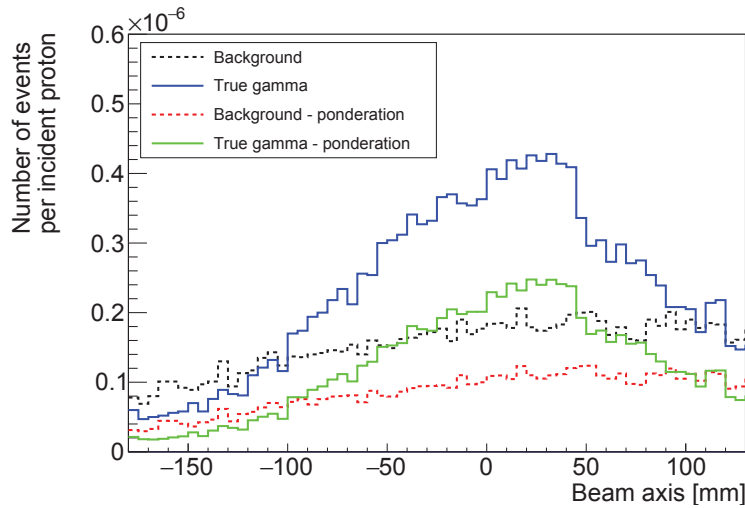


FIGURE 2.15 – Comparaison des vertex reconstruits avec et sans application des facteurs de pondération pour une statistique de 10^9 protons incidents.

2.3.3.3 Étude des coïncidences « true gamma »

La composante des coïncidences nommée *true gamma* comprend les photons gamma prompts créés par les ions incidents par réaction inélastique, les photons gamma d'annihilation ou venant d'autres processus tels que le *bremsstrahlung*. Il n'a pas été fait de distinctions entre ces photons gamma dans les résultats précédemment, car il est impossible de déterminer de manière expérimentale la provenance de ces photons. Néanmoins, il est intéressant de connaître l'apport de ces différentes composantes pour comprendre la forme du profil *true gamma*. Il est plus particulièrement intéressant de savoir si les gammas prompts diffusés dans la cible représentent une part importante de gammas prompts. En effet, ce sont à l'origine les événements d'intérêt, mais s'ils ont diffusé une ou plusieurs fois dans la cible, ils auront perdu de l'énergie et auront changé de direction ce qui engendre une reconstruction erronée par rapport à la position d'origine de ces événements.

Le nombre de photons gamma prompts non diffusés passant par le plan de phase (en sortie de cible) correspond à 60 % du total des gammas prompts émis alors que 40 % des gammas prompts émis sont diffusés dans la cible. La figure 2.16 présente l'influence des diffusions sur les gammas prompts en terme d'énergie perdue. L'énergie des photons à leur point d'émission est comparée, pour les mêmes gammas prompts, à leur énergie à la sortie du cylindre en PMMA (15 cm de diamètre et 20 cm de long) après diffusion.

Une modification du spectre en énergie des photons diffusés en sortie de cible est bien observée et il devient impossible de reconnaître les raies caractéristiques comme par exemple la raie à 4,4 MeV. Des coupures en énergie sont effectuées dans le traitement des données de simulation pour tenir compte des seuils en énergie

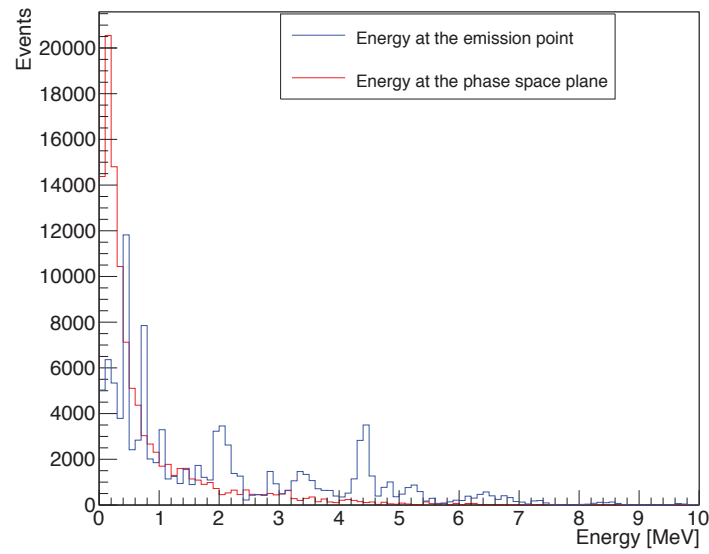


FIGURE 2.16 – Impact des diffusions dans la cible pour les photons gamma prompts en termes d’énergie pour une cible cylindrique en PMMA de 15 cm de diamètre et 20 cm de long.

appliqués aux détecteurs. Je vais étudier l’impact de ces coupures en énergie sur les taux de chaque composante des événements *true gamma*. La figure 2.17 donne les spectres en deux dimensions de l’énergie déposée dans l’absorbeur BGO en fonction de l’énergie déposée dans le diffuseur silicium sans coupures en énergie. Le spectre 2D de l’ensemble des événements *true gamma* (a) est détaillé avec des sous-figures relatives à chaque type de photons gamma : prompts sans diffusion dans la cible (b), prompts avec diffusion (c) et autres (d). La figure 2.18 présente les mêmes graphiques 2D que la figure 2.17, mais en appliquant une coupure en énergie de 50 keV pour le diffuseur, une coupure de 100 keV pour l’absorbeur et une coupure sur la somme de l’énergie déposée dans la caméra de 1 MeV (diffuseur + absorbeur).

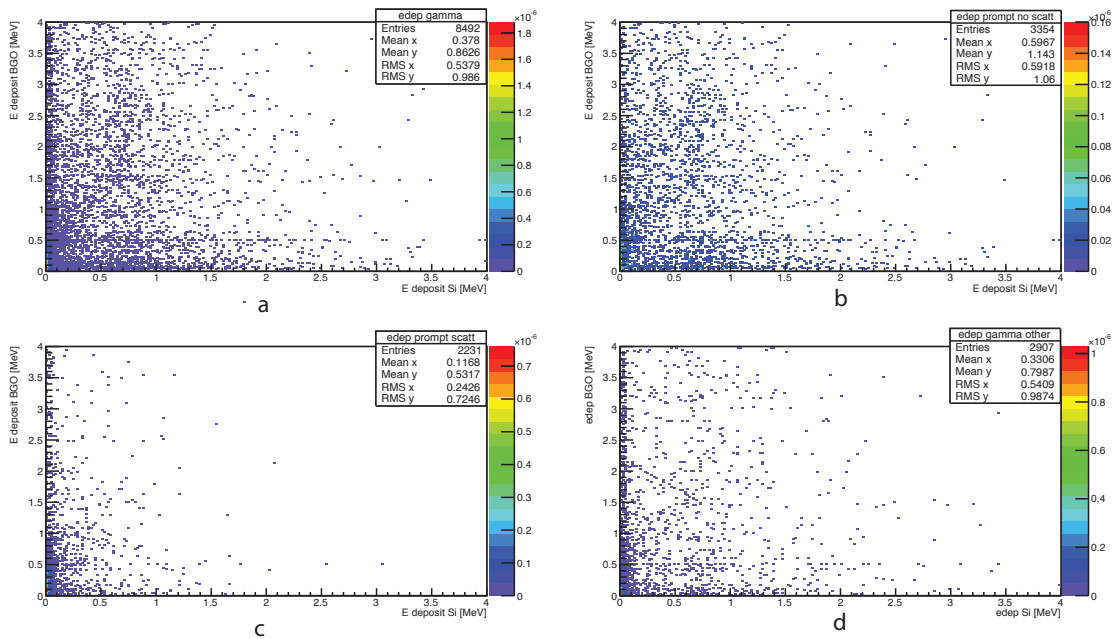


FIGURE 2.17 – Spectre 2D de l’énergie déposée dans l’absorbeur en fonction de l’énergie déposée dans un plan de diffuseur silicium sans coupure en énergie et pour une statistique de 10^8 protons incidents. (a) événements *true gamma*, (b) photons gamma prompts sans diffusion dans la cible, (c) photons gamma prompts ayant diffusé dans la cible en PMMA, (d) photons d’autres processus.

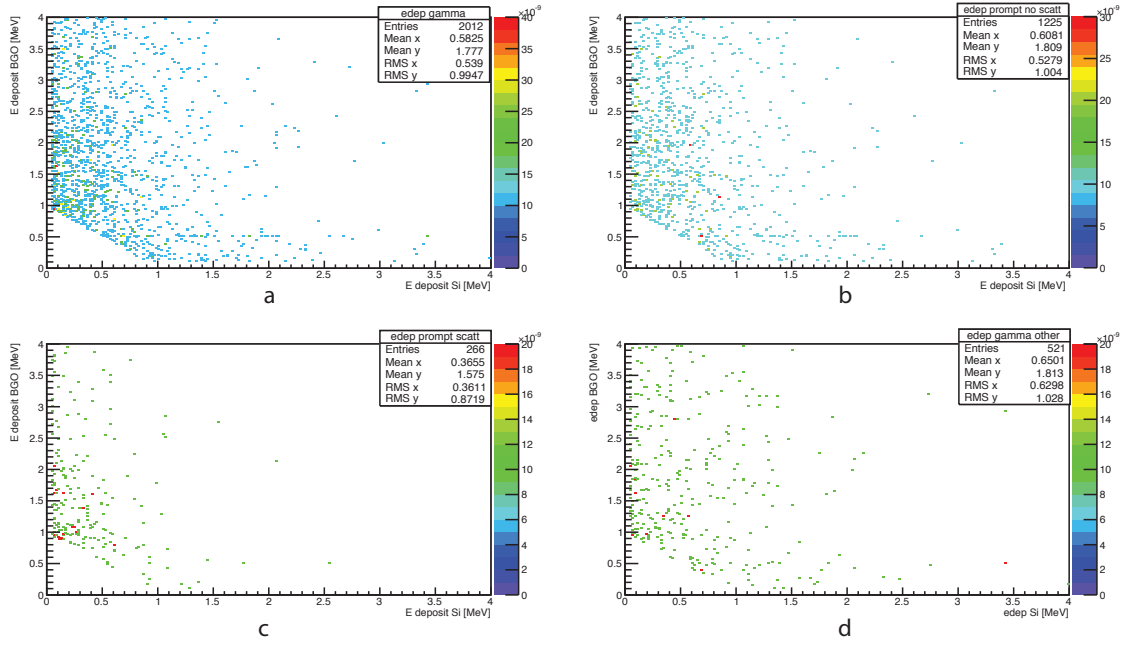


FIGURE 2.18 – Spectre 2D de l'énergie déposée dans l'absorbeur en fonction de l'énergie déposée dans un plan de diffuseur silicium avec des coupures en énergie de 50 keV pour le silicium, 100 keV pour le BGO et 1 MeV pour la somme de l'énergie déposée (diffuseur + absorbeur). Résultats pour une statistique de 10^8 protons incidents. (a) Événements *true gamma*, (b) photon gammas prompts sans diffusion dans la cible, (c) photons gamma prompts ayant diffusé dans la cible en PMMA, (d) photons d'autres processus.

On observe dans la figure 2.17 que la distribution est assez homogène jusqu'à 1 MeV pour l'énergie déposée dans le diffuseur et jusqu'à 4 MeV dans l'absorbeur. L'énergie déposée dans l'absorbeur peut bien entendu être supérieure à 4 MeV, mais cette partie de la distribution n'est pas mise en avant pour cette étude. Il n'y a que très peu de dépôts d'énergie par contre pour le silicium au-delà de 2 MeV, ce qui se comprend au vu des deux millimètres d'épaisseur d'un plan. La ligne horizontale à 0,5 MeV dans le BGO s'explique par le fait que la probabilité d'absorption totale d'un photon à cette énergie est élevée. On voit donc les photons gamma d'annihilation. Sur la figure (c), les dépôts d'énergie sont concentrés aux faibles énergies.

Avec les coupures en énergie appliquées (50 keV pour le diffuseur, 100 keV pour l'absorbeur et 1 MeV pour la somme des énergies déposées) (figure 2.18), trois quarts de la statistique est perdue sur le nombre de photons gamma en coïncidence. Toutefois, chaque composante n'est pas affectée de manière équivalente. En effet, la statistique sur les gammas prompts non diffusés diminue de deux tiers alors que celle sur les photons ayant diffusé dans la cible est divisée par 10 et la statistique sur les autres photons est divisée par 6.

Au regard de ces spectres, il est attendu que les photons gamma prompts non diffusés sont majoritaires dans le profil des événements *true gamma* et que les autres composantes soient moins présentes, mais pas négligeables. Pour le vérifier, les figures 2.19(a) et 2.19(b) représentent les vertex d'émission reconstruits avec la composante *background* et la composante *true gamma* des catégories étudiées ci-dessus. La distinction entre les deux figures vient de l'application des seuils en énergie pour la figure (b) et non sur la figure (a). Il ressort bien que les gammas prompts non diffusés deviennent la composante majeure de la courbe *true gamma* et que les composantes des gammas « autres » et prompts diffusés dans la cible diminuent fortement. Si on définit le contraste comme l'amplitude du *falloff* (localisé sur la figure 2.19 entre $y = +30$ mm et $y = +60$ mm) le contraste est le même avant et après les coupures en énergie. Par contre, le rapport contraste sur *background* est amélioré d'un facteur 2 avec les coupures en énergie. Cette amélioration se fait au détriment d'une perte de statistique ce qui peut dégrader la précision de la caméra (voir section 2.3.5).

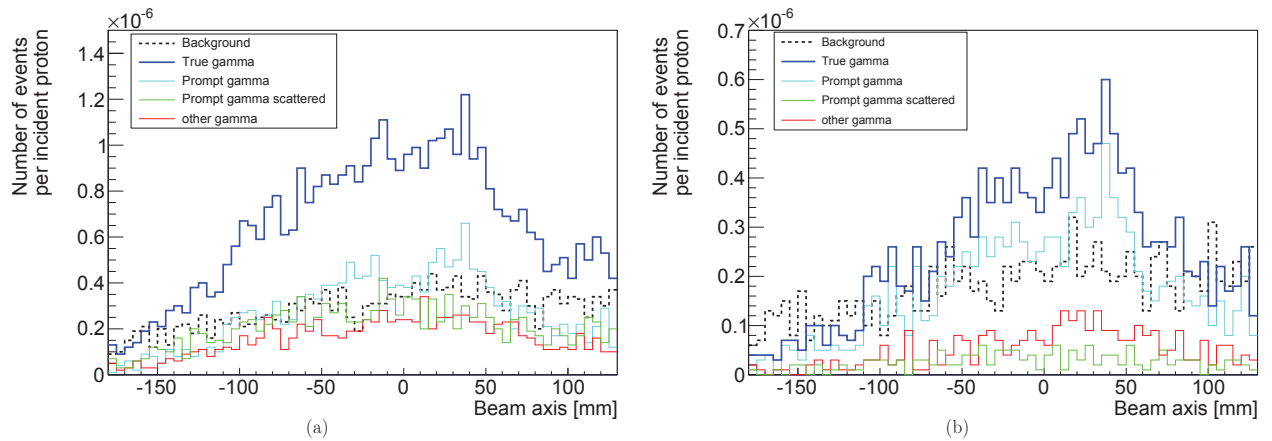


FIGURE 2.19 – Reconstruction par la méthode ligne-cône des vertex d’émission des particules secondaires en coïncidence. La figure (a) est obtenue sans aucune coupure en énergie et la figure (b) avec l’application des coupures en énergie sur les détecteurs et sur la somme des dépôts d’énergie dans la caméra (même sélection que sur la figure 2.18). La statistique est de 10^8 protons incidents et ce sont les mêmes évènements utilisés pour les deux figures.

2.3.3.4 Reconstruction ligne-cône : conclusion

La méthode de reconstruction ligne-cône est une méthode analytique facile à mettre en place et qui donne rapidement un profil reconstruit dans la direction du faisceau. Pour obtenir l’information en temps réel sur la position du pic de Bragg, cette solution pourrait facilement être implémentée dans un logiciel d’acquisition. L’inconvénient est que le contraste au niveau du *falloff* est limité à faible statistique ce qui limite la confiance quant au résultat obtenu. Il est donc intéressant de se tourner vers une méthode de reconstruction itérative des évènements et plus particulièrement vers un algorithme MLEM.

2.3.4 Reconstruction des évènements par méthode itérative LM-MLEM

Une description approfondie du fonctionnement de l’algorithme LM-MLEM utilisé a été réalisée précédemment dans le manuscrit (section 1.1.3.2.3). Par contre, j’ai dû adapter le format des fichiers d’entrée du code MLEM afin qu’il puisse lire les résultats du traitement réalisé en sortie des simulations Geant4 (application de la structure en temps du faisceau, recherche des coïncidences). Après avoir discuté des performances de l’algorithme, je présente des résultats comparant l’algorithme MLEM et la méthode ligne-cône pour les mêmes évènements.

2.3.4.1 Performances de l'algorithme

Avant de pouvoir utiliser l'algorithme en routine, il est bon de vérifier quelles sont ses performances en termes d'évènements et de nombre d'itérations nécessaires afin d'obtenir des résultats viables. Pour ce faire, l'algorithme MLEM est testé avec la reconstruction d'un point source de photons gamma polyénergétiques à différentes positions et d'une source linéaire polyénergétique de longueur égale au parcours des ions dans la cible en PMMA (15,2 cm).

Source ponctuelle

On considère un point source dans l'air qui se situe à 20 cm du premier plan du détecteur silicium. La source est déplacée suivant l'axe y transverse à la caméra à trois positions : $y = 0$ mm, $y = -40$ mm et $y = +40$ mm. La figure 2.20 montre le dispositif simulé. L'énergie des photons émis est issue d'un spectre polyénergétique des photons émis dans 4π stéradians pour un faisceau de protons de 160 MeV irradiant un fantôme d'eau. Aucune structure temporelle n'est appliquée aux photons émis. Les photons sont émis sur 2π stéradians vers la caméra Compton avec une statistique de 1×10^7 photons. Une coupure en énergie est appliquée sur l'énergie déposée dans les détecteurs : 50 keV pour le diffuseur, 100 keV pour l'absorbeur et 1 MeV pour l'énergie totale déposée dans la caméra.

Le point d'émission est recherché dans un volume de $100 \times 200 \times 10$ mm³. Je ne choisis que 10 mm de profondeur, car nous cherchons ici une information 1D suivant l'axe y et l'information suivant z nous intéresse peu. Le temps de calcul est ainsi optimisé. Le volume reconstruit est composé de $100 \times 100 \times 5$ voxels, soit une taille de voxels de 2 mm suivant l'axe y .

La figure 2.21 présente les résultats de la reconstruction MLEM pour les trois positions de la source après 20 itérations. Un masque a été appliqué sur les bords des images 2D pour couper des effets de bord indésirables générés par l'algorithme. Les images 2D sont obtenues pour le plan milieu du volume reconstruit suivant z . Les profils 1D correspondent à la projection de tout le volume sur l'axe y . La position de la source en $y = -40$ mm (figure 2.21(a)), en $y = 0$ mm (figure 2.21(b)) et en $y = +40$ mm (figure 2.21(c)) est bien retrouvée avec une précision de 2 mm qui correspond à la taille du voxel en y . Les profils des évènements projetés sur l'axe y permettent de bien localiser la source ponctuelle. La résolution spatiale (ou PSF) de la caméra atteinte pour une source ponctuelle polyénergétique est d'environ 13 mm (FWHM) pour les trois positions (meilleure résolution en $y = 0$ mm).

Du bruit est présent dans le volume reconstruit qui dégrade la reconstruction de la source. Une possibilité pour réduire ce bruit est de réaliser une sélection des évènements du volume reconstruit dans un intervalle de ± 5 mm autour de la position de la source ($x = 0$ mm) dans l'axe x . La figure 2.22 montre sur la reconstruction 2D de la source la sélection faite en $x = 0 \pm 5$ mm et les profils projetés sur y associés. Les profils sont moins bruités que sur la figure 2.21 et la résolution spatiale atteinte est de 8,9 mm (FWHM).

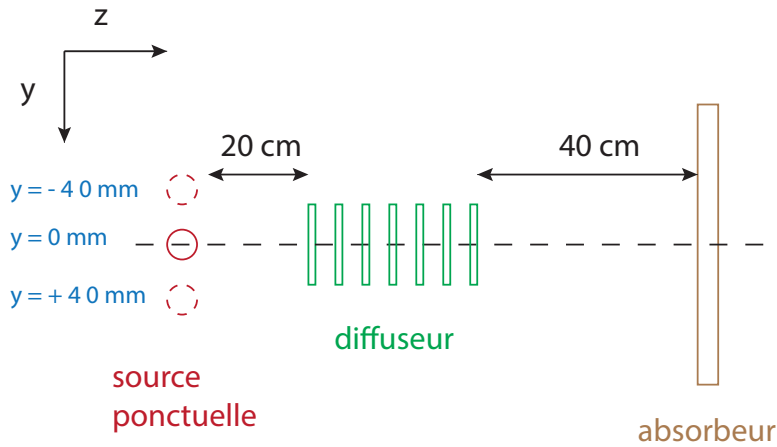


FIGURE 2.20 – Schématisation du dispositif simulé pour une source ponctuelle placée en $y = 0$ mm, $y = -40$ mm et $y = +40$ mm. Le diffuseur est placé à 20 cm de la source ponctuelle et l'absorbeur à 40 cm du diffuseur. Le schéma n'est pas à l'échelle.

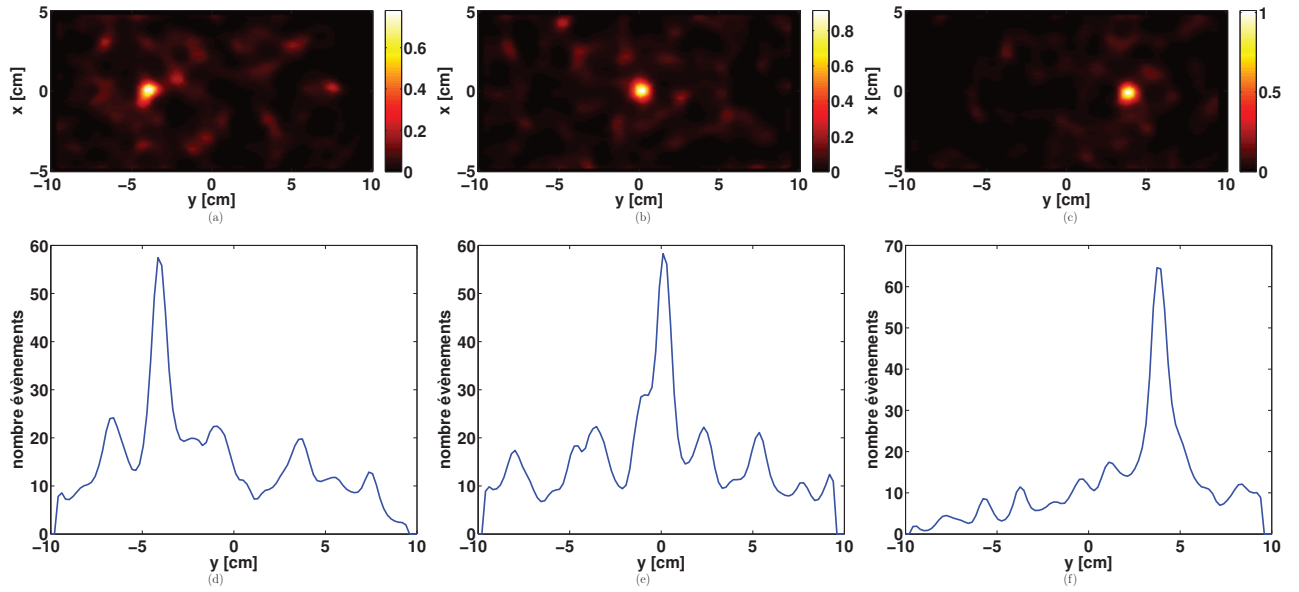


FIGURE 2.21 – Reconstruction LM-MLEM de la source ponctuelle polyénergétique en 2D pour le plan (x,y) avec les projections des évènements reconstruits de tout le volume sur l'axe y associées. La source est placée en $y = -40$ mm ((a) et (d)), $y = 0$ mm ((b) et (e)) et $y = +40$ mm ((c) et (f)). Les reconstructions correspondent à 10^7 photons émis sur 2π stéradians avec environ 2500 évènements reconstruits. Les résultats sont présentés pour 20 itérations.

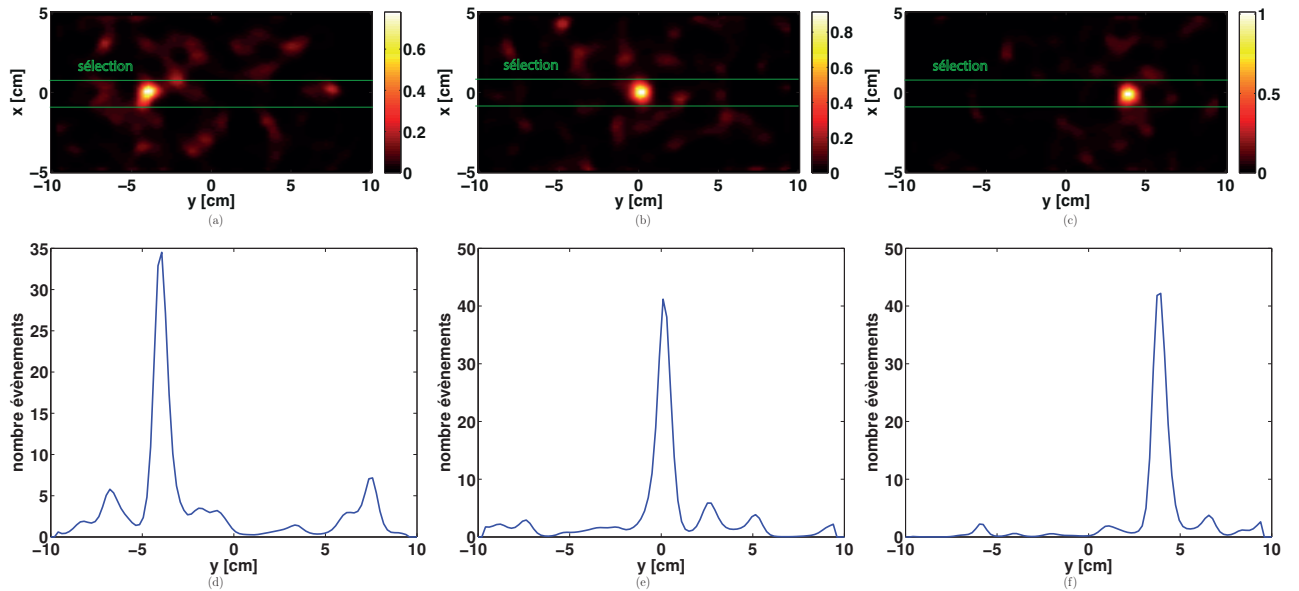


FIGURE 2.22 – Reconstruction LM-MLEM de la source ponctuelle polyénergétique en 2D pour le plan (x,y) avec les projections des évènements reconstruits de tout le volume sur l'axe y . Mêmes évènements reconstruits que pour la figure 2.21 mais avec une sélection des évènements suivant l'axe x à $x = 0 \pm 10$ mm.

Source linéaire

Je modélise une source linéaire de photons de 150 mm de long afin de vérifier la capacité de la caméra Compton à trouver le bord de la source linéaire. La longueur de la source linéaire modélisée correspond au parcours d'ions dans une cible en PMMA aux énergies d'intérêt dans mes simulations en protons (160 MeV) et ions carbone (305 MeV/n). Les photons sont émis dans l'air aléatoirement et uniformément entre $y = -150$ mm et $y = 0$ mm. Les photons sont émis sur 2π stéradians vers la caméra Compton avec une statistique de 5×10^7 photons. La caméra Compton est centrée en $y = 0$ et $x = 0$. Les coupures en énergie sont les mêmes que dans l'étude de la source ponctuelle. Les dimensions du volume reconstruit sont $200 \times 400 \times 10$ mm³ et il est composé de $100 \times 100 \times 5$ voxels, soit une précision de 4 mm suivant l'axe y .

La figure 2.23 présente la reconstruction 2D de la source linéaire avec les profils suivants y associés pour 20 itérations. La figure 2.23(b) correspond à la figure 2.23(a) avec une sélection des événements du volume reconstruit dans un intervalle de ± 10 mm autour de la position de la source linéaire dans l'axe x ($x = 0$ mm). Les reconstructions en 2D sont les résultats dans le plan transverse (x, y) à la caméra au centre du volume reconstruit suivant z (statistique sur 1 voxel en profondeur). Les profils suivants y sont quant à eux la projection de l'ensemble des plans sur y . La figure 2.23(a) montre bien que la source linéaire centrée en $x = 0$ s'arrête en $y = 0$. Il y a cependant un halo d'événements autour de la source linéaire de $y = -100$ mm à $y = 100$ mm. Ce halo ajoute du bruit sur le profil y . Pour limiter l'influence du bruit, j'ai réalisé la même coupure suivant x que présentée pour la reconstruction de la source ponctuelle. La figure 2.23(d) montre la nette amélioration sur le contraste du *falloff* en $y = 0$ mm et le bord de la source linéaire est bien défini. Le début de la source linéaire en $y = -150$ mm est peu visible. La caméra étant centrée en $y = 0$ mm, l'efficacité de détection des photons en $y = -150$ mm est environ 3 fois moins importante qu'à $y = 0$ mm pour un spectre polyénergétique. (figure 2.8). Dans le cas d'un faisceau de protons de 160 MeV interagissant dans une cible en PMMA, la détection d'un *falloff* du taux d'émission de gammas prompts est possible avec l'algorithme MLEM.

Par ailleurs, des bosses sont visibles sur les profils en $y = -100$ mm, $y = -40$ mm, $y = 0$ mm, $y = +40$ mm par exemple. Ces bosses ne sont pas dues à un phénomène physique, mais à une tendance de l'algorithme à cristalliser une source linéaire en points.

En augmentant le nombre d'itérations, l'algorithme va continuer de cristalliser la source linéaire. La figure 2.24 correspond à la reconstruction de la source linéaire avec la sélection en x pour 40 itérations. On voit que les bosses s'accroissent sur le profil y et sur la reconstruction 2D on voit se distinguer deux points chauds en $y = -40$ mm et $y = 0$ mm.

Une optimisation de l'algorithme MLEM pour l'application spécifique du contrôle du parcours des ions en hadronthérapie (détection d'une source linéaire de photons) doit être réalisée. Pour le moment, il suffit de diminuer le nombre d'itérations pour s'affranchir de l'apparition de points individuels sur la source linéaire.

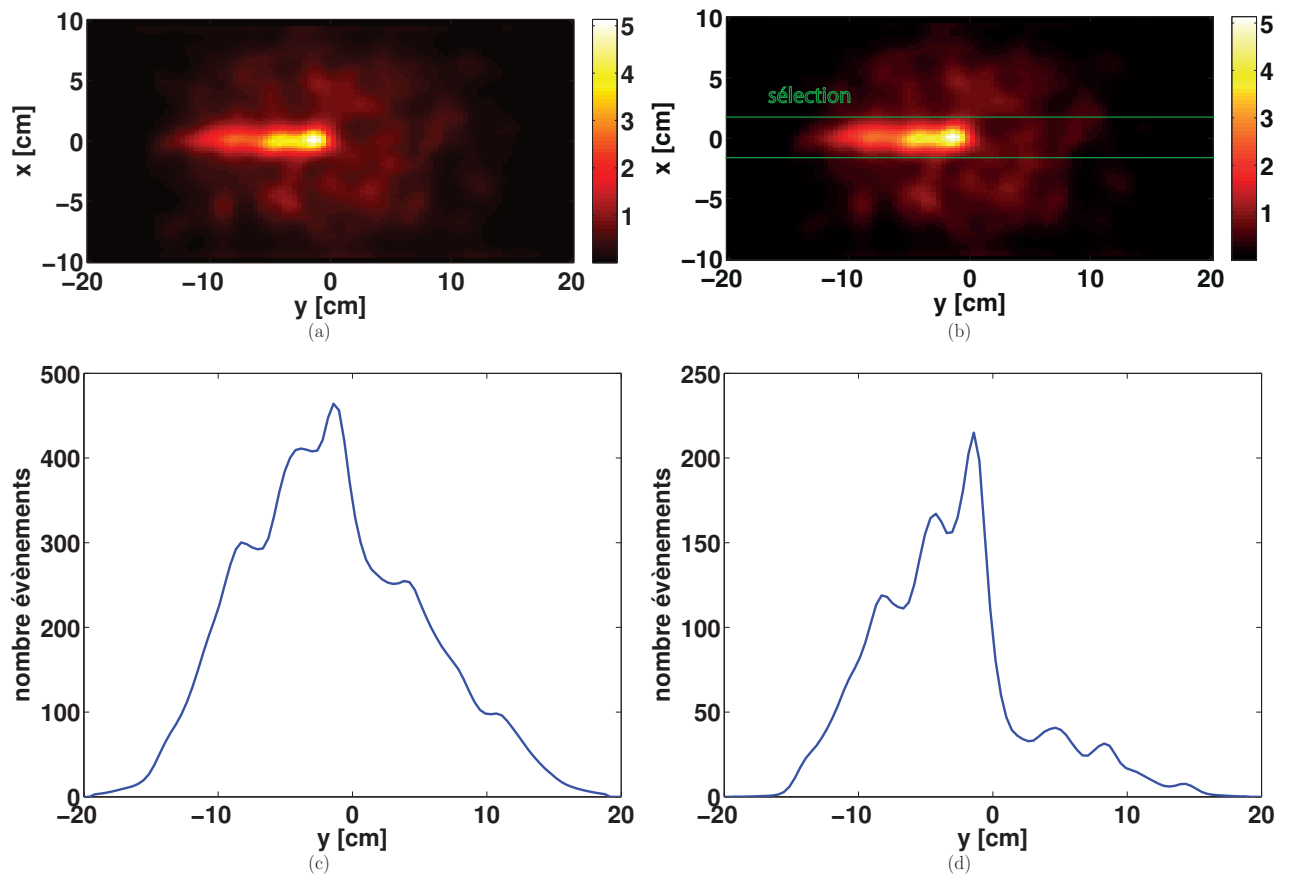


FIGURE 2.23 – Reconstruction LM-MLEM de la source linéaire polyénergétique en 2D pour le plan (x,y) avec les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y . La source linéaire est positionnée de $y = -150$ mm à $y = 0$ mm. La caméra Compton est centrée en $y = 0$ mm. Les reconstructions correspondent à 5×10^7 photons émis sur 2π stéradians avec environ 22000 événements reconstruits. Les résultats sont présentés pour 20 itérations. Les figures (b) et (d) correspondent à une sélection des événements reconstruits suivant l'axe x à $x = 0 \pm 10$ mm.

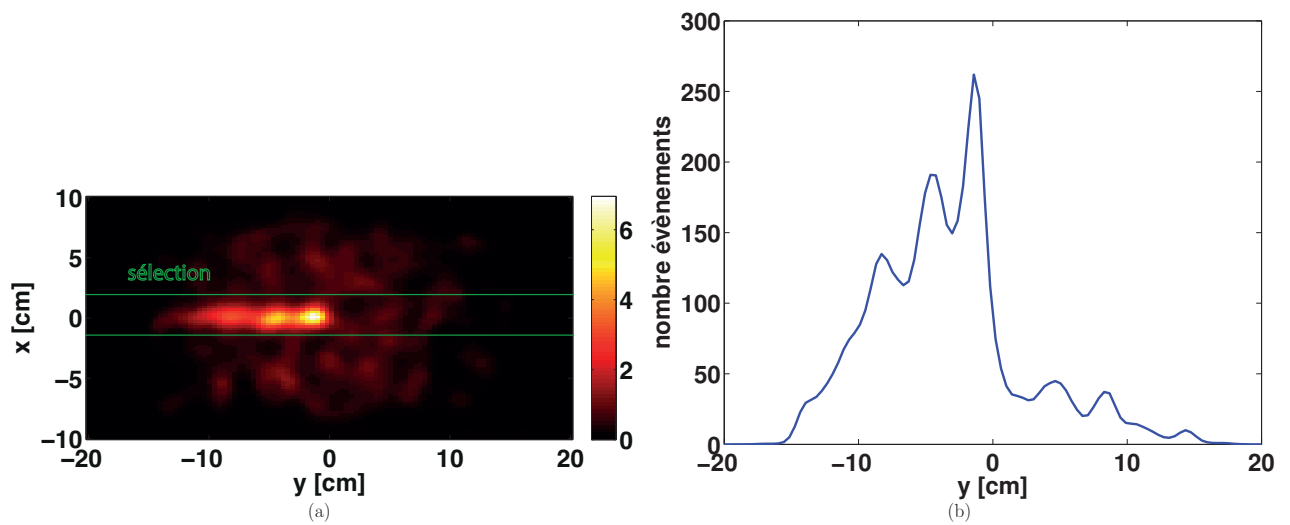


FIGURE 2.24 – Mêmes données qu'à la figure 2.23 avec la sélection en x mais pour 40 itérations.

2.3.4.2 Utilisation de l'algorithme pour l'hadronthérapie

L'étude précédente de l'algorithme (2.3.4.1) a montré que l'algorithme LM-MLEM est capable de reconstruire des sources ponctuelles et des sources linéaires relativement précisément. J'ai alors reconstruit avec l'algorithme LM-MLEM les mêmes coïncidences que celles reconstruites avec la méthode analytique ligne-cône à la section 2.3.4.

Les dimensions du volume reconstruit sont $200 \times 400 \times 10 \text{ mm}^3$ et il est composé de $100 \times 100 \times 5$ voxels, soit une précision de 4 mm suivant l'axe y . L'entrée de la cible en PMMA est localisée en $y = -100 \text{ mm}$ pour une position du *falloff* en $y = +50 \text{ mm}$. La caméra Compton est centrée sur le *falloff*.

La figure 2.25(a) représente la reconstruction 2D des vertex d'émission des particules détectées par la caméra pour un faisceau de protons de 160 MeV avec une statistique de 10^8 protons. La figure 2.25(b) correspond quant à elle à la reconstruction 2D des vertex d'émission des particules détectées par la caméra pour un faisceau d'ions carbone de 305 MeV/n avec une statistique de 2×10^7 ions carbone. L'intensité des faisceaux est de 1 ion/paquet. Une discrimination des particules par temps de vol est appliquée. Les résultats sont donnés pour 10 itérations pour les protons et 20 itérations pour les ions carbone. Une sélection des événements suivants x est effectuée pour les profils y .

Dans le cas des protons, le *falloff* est bien localisé en $y = +50 \text{ mm}$ et il est facilement observable. Le phénomène de cristallisation de la ligne de faisceau (apparition de bosses dans le profil) est également observé sur la figure 2.25(c). La figure 2.25(e) reprend la reconstruction des vertex d'émission avec les mêmes données que pour la figure 2.25(c) mais avec la méthode ligne-cône (deux solutions par événement reconstruit). En comparant les deux figures, la reconstruction MLEM fournit un meilleur contraste au niveau du *falloff*, qui est difficilement perceptible dans le cas de la reconstruction ligne-cône. La reconstruction MLEM apporte donc un vrai plus quant à la détection du *falloff* en proton à l'échelle d'un spot (10^8 protons) et pour une intensité de faisceau réduite (1 proton/paquet). Dans le cas des ions carbone, il y a un fort taux d'émission des particules détectées à l'entrée de la cible en PMMA ($y = -100 \text{ mm}$). Ce fort taux d'événements est dû aux événements *background* comme on peut l'observer sur la figure 2.25(f). Comme pour l'algorithme analytique ligne-cône, le *falloff* n'est pas observable, car les événements *background*, les gammas prompts diffusés dans la cible en PMMA et les autres photons (autre que prompts) sont majoritaires. La détection du *falloff* pour un faisceau d'ions carbone n'est pas réalisable que cela soit par une méthode de reconstruction itérative ou analytique.

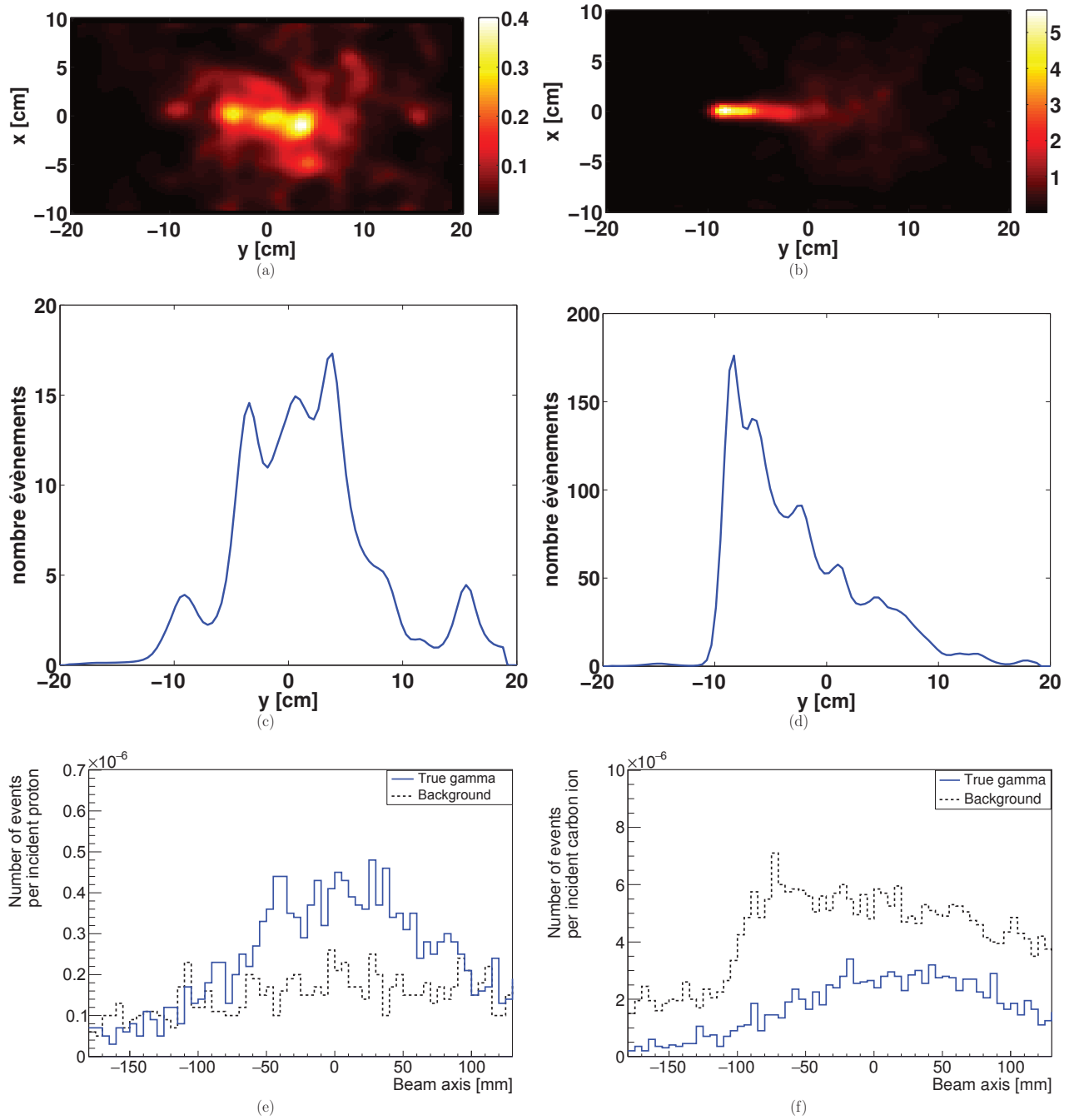


FIGURE 2.25 – Reconstruction LM-MLEM d'évènements en coïncidence pour un faisceau de protons de 160 MeV (colonne de gauche) et un faisceau d'ions carbone de 305 MeV/n (colonne de droite) dans une cible en PMMA de 15 cm de diamètre et 20 cm de long. Les intensités du faisceau d'ions sont réduites à 1 ion/paquet pour 10^8 protons incidents et 2×10^7 ions carbone incidents. La caméra est centrée en $y = +50$ mm. La discrimination par temps de vol est appliquée. Reconstruction en 2D pour le plan (x, y) pour (a) et (b) avec les projections des évènements reconstruits sur l'axe y (c) et (d). Les résultats sont présentés pour 10 itérations pour les protons et 20 itérations pour les ions carbone. Les figures (c) et (d) correspondent à une sélection des évènements reconstruits suivant l'axe x à $x = 0 \pm 10$ mm. Les figures (e) et (f) correspondent aux reconstructions des mêmes évènements avec la méthode analytique ligne-cône.

2.3.5 Estimation de la précision de la caméra

Je présente dans un premier temps une étude sur la vérification de la minimisation faite par l'algorithme Migrad puis je présente les résultats de la précision de la caméra Compton en fonction du nombre de protons incidents.

2.3.5.1 Vérification de la minimisation de l'algorithme Migrad

L'algorithme Migrad proposé comme méthode de minimisation par le logiciel ROOT permet peu de vérifications aux différentes étapes de la minimisation. Il est donc légitime de se poser des questions sur la viabilité des résultats obtenus. Pour vérifier les résultats issus de l'algorithme Migrad, j'ai réalisé une recherche manuelle de la différence optimale de la position entre le profil de référence NURBS et le profil des vertex d'émission pour une faible statistique par la méthode du χ^2 .

Je génère un profil NURBS de référence de 40 mm représentant le profil à haute statistique lissé entre $y = +30$ mm et $y = +70$ mm. Ce profil NURBS est décalé de sa position d'origine de -30 mm à $+30$ mm par pas de 1 mm. La figure 2.26 montre un tirage poissonnien basé sur le profil à haute statistique correspondant à une statistique de 5×10^7 protons incidents (profil noir) avec le profil de référence NURBS centré sur sa position d'origine (à gauche) et décalé de -20 mm sur la figure de droite. Pour chaque position du profil NURBS, je calcule la valeur du χ^2 entre les deux courbes. Le χ^2 est calculé analytiquement à partir de la formule suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1} \frac{(y_{echantillon,i} - y_{NURBS,i})^2}{y_{NURBS,i}}, \quad (2.5)$$

où $y_{echantillon}$ est la valeur du nombre de coïncidences pour le profil basse statistique, y_{NURBS} est la valeur du nombre de coïncidences pour le profil de référence NURBS mis à l'échelle (afin de correspondre à la basse statistique) et i correspond au nombre de points testés sur les deux profils.

Je recherche le minimum global de la distribution des valeurs de χ^2 obtenues qui correspond au décalage qui minimise la valeur du χ^2 . La figure 2.27 montre les distributions de valeurs du χ^2 calculées pour les différentes positions du profil NURBS par rapport au profil à basse statistique. Je présente les résultats pour quatre profils à différentes statistiques : 10^8 , 5×10^8 , 10^9 et 5×10^9 protons incidents. Plus la statistique est élevée, plus la distribution du χ^2 est lisse et moins il y a de minima locaux. J'ai généré aléatoirement (distribution de Poisson) 1000 profils de vertex d'émission pour différentes statistiques de protons incidents. La figure 2.28 présente les distributions des décalages correspondant au χ^2 minimal obtenus pour chacun des 1000 profils. La largeur à mi-hauteur de ces distributions est prise comme précision de la caméra Compton à la statistique de protons incidents associée. Plus la statistique est importante et plus la distribution est resserrée sur 0 et donc la précision meilleure.

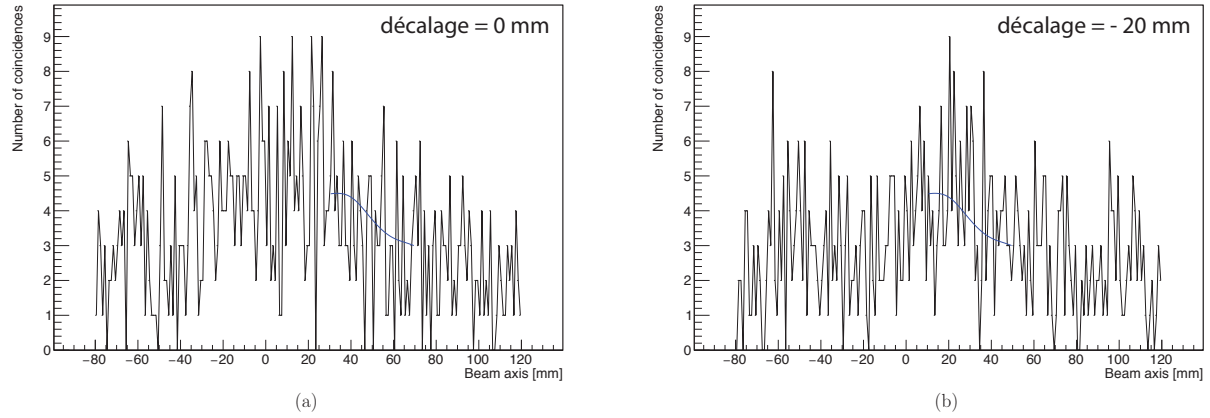


FIGURE 2.26 – Profil des vertex d’émission des évènements en coïncidence pour une statistique de 5×10^7 protons incidents (courbe noire). Profil obtenu à partir du profil de référence lissé à haute statistique (2×10^{10} protons) par le moyen d’un tirage de Poisson. La courbe bleue correspond au profil NURBS dans sa position initiale [30,70] mm (a) et décalé de -20 mm (b). Le profil de référence NURBS est mis à l’échelle pour correspondre à la basse statistique considérée.

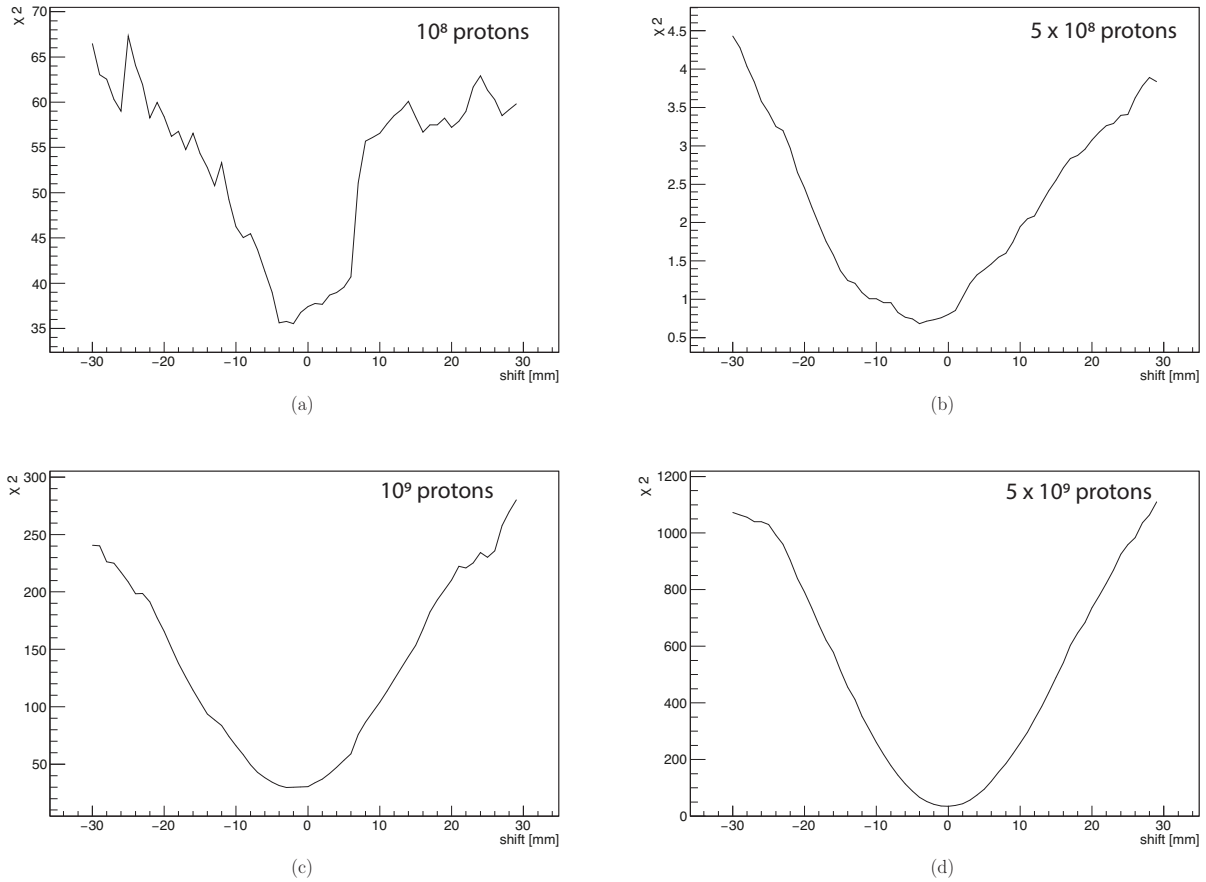


FIGURE 2.27 – Valeurs du χ^2 en fonction de la valeur du décalage du profil NURBS par rapport à sa position initiale [30,70] mm. Valeurs données pour différentes statistiques du profil échantillonné : 10^8 (a), 5×10^8 (b), 10^9 (c) et 5×10^9 (d).

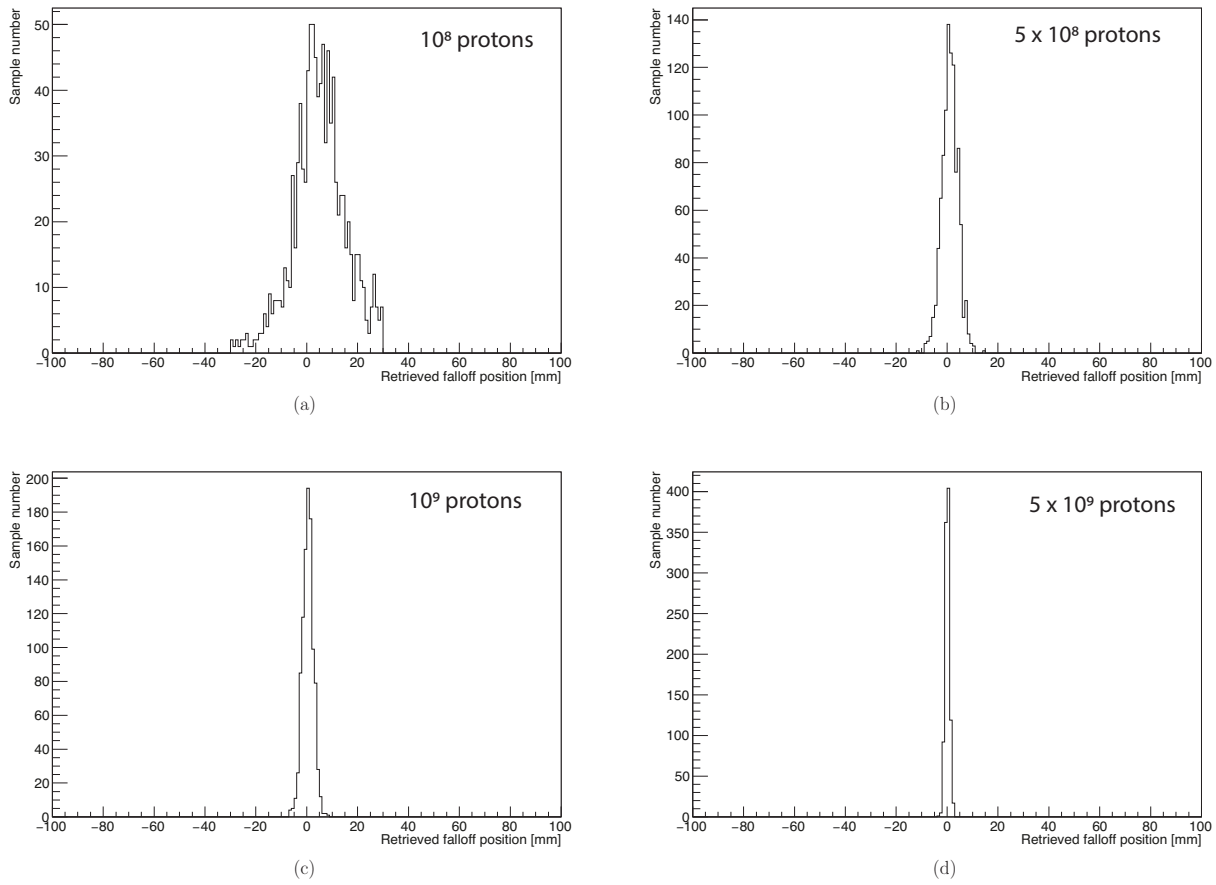


FIGURE 2.28 – Distribution des décalages correspondant aux valeurs minimales de χ^2 trouvées pour 1000 échantillons avec une statistique de protons incidents donnée. Le nombre de protons incidents modélisé est : 10^8 (a), 5×10^8 (b), 10^9 (c) et 5×10^9 (d). La largeur à mi-hauteur des distributions renseigne sur la précision de la caméra Compton atteinte pour le nombre de protons incidents associé.

2.3.5.2 Résultats

Je présente l'estimation de la précision de la caméra Compton (FWHM) en fonction de la statistique du nombre de protons incidents. Les résultats obtenus avec l'algorithme de minimisation Migrad sont présentés figure 2.29(a) et les résultats obtenus avec la vérification du calcul du χ^2 sont présentés figure 2.29(b). Sur chacune des deux figures, la précision est donnée pour le nombre de points d'interpolation constituant le profil de référence NURBS. Il apparaît que seul pour un nombre de points égal à 5 cela dégrade la précision de la caméra, car le profil de référence à haute statistique est alors mal modélisé (voir explications section 2.3.5). La précision est donnée pour une statistique minimale de 10^8 car à une statistique de 5×10^7 protons, les profils de vertex d'émission sont trop bruités pour faire confiance aux résultats obtenus.

La figure 2.29(a) représente les résultats obtenus avec l'algorithme de minimisation Migrad qui sont meilleurs que ceux présentés sur la figure 2.29(b) avec une estimation obtenue sans cet algorithme. Une étude similaire a été réalisée par Roellinghoff et al. [F Roellinghoff, 2014] et montre qu'une précision de 1 mm est atteignable avec une statistique de 2×10^9 protons incidents. Parmi les deux techniques utilisées pour mes analyses, la méthode avec l'algorithme Migrad semble plus fiable, car la méthode est bien établie et parce qu'on retrouve le comportement attendu de la variation de la précision en fonction du nombre de protons avec un coefficient directeur de $-0,5$. Une analyse complémentaire est à réaliser pour comprendre d'où provient la différence entre les deux méthodes.

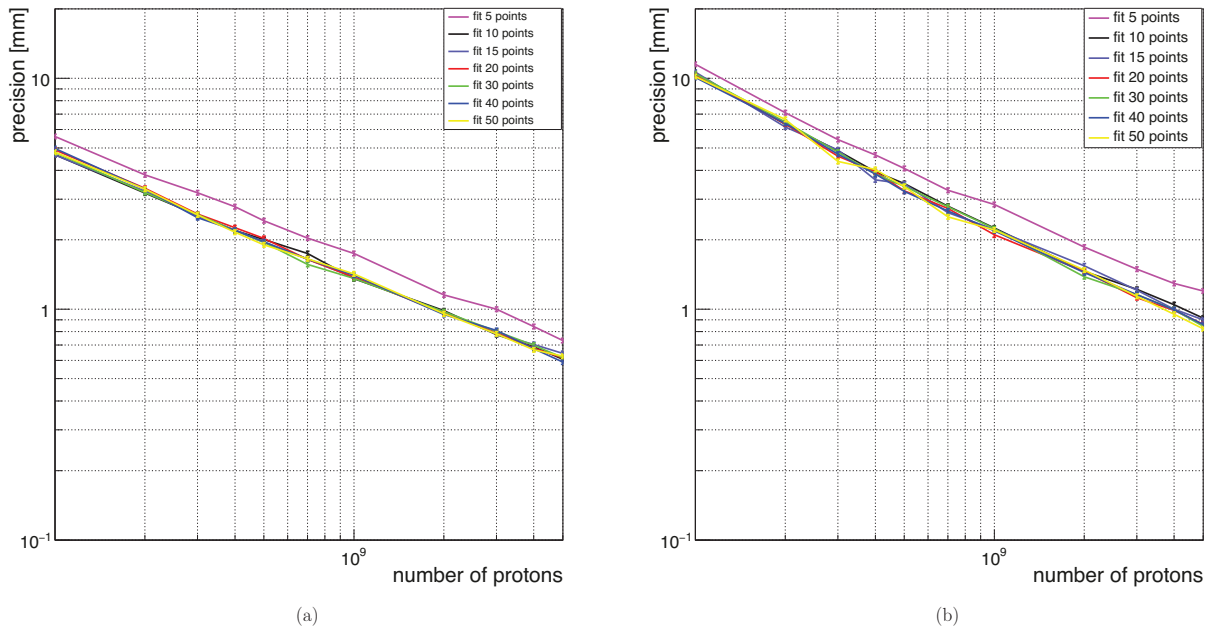


FIGURE 2.29 – Précision de la caméra Compton en fonction du nombre de protons incidents. La précision est donnée pour un nombre de points du profil NURBS variant de 5 à 50 points. La figure (a) correspond à la méthode Migrad et la figure (b) correspond à la méthode de calcul des χ^2 .

2.3.6 Discussion

Les simulations Monte Carlo réalisées dans les études présentées dans ce chapitre permettent d'approfondir les connaissances sur les performances du prototype de caméra Compton développé pour une application en hadronthérapie. L'efficacité de détection de la caméra est fonction de la position de la source dans le plan transverse à la caméra. Si la caméra n'est pas centrée sur la position du *falloff*, son efficacité va décroître. Pour une caméra centrée sur une source ponctuelle polyénergétique, l'efficacité de la caméra est de $6,3 \times 10^{-4}$ dans l'air. L'efficacité de détection va diminuer si la source se trouve dans une cible en PMMA à cause de la diffusion des photons dans la cible. Si la source est déplacée de 10 cm dans le plan perpendiculaire à l'axe de la caméra, l'efficacité de détection tombe à $3,2 \times 10^{-4}$ et plus la source s'éloigne et plus l'efficacité géométrique va décroître rapidement. L'efficacité est également dépendante de l'énergie des photons incidents avec une efficacité quasi uniforme sur 40 cm pour des photons de 300 keV. Pour optimiser l'efficacité de la caméra, il faudra positionner la caméra au niveau de la tumeur.

Les simulations Monte Carlo Geant4 génèrent des événements individuels de manière indépendante. Il est donc important d'y appliquer une structure en temps afin de s'assurer qu'avec les intensités utilisées durant un traitement clinique, les taux de comptage sont compatibles avec la détection du parcours des ions. D'après des mesures expérimentales réalisées sur un cyclotron C230 de IBA et un synchrotron Siemens installé à HIT, j'ai pu modéliser les structures en temps dans le traitement des données. L'intensité utilisée dans le cas d'un traitement clinique en proton de 160 MeV est de 3,2 nA ce qui correspond à 217 protons/paquet (paquet de 2 ns) envoyés toutes les 9,4 ns (106 MHz). L'intensité clinique pour un traitement en ions carbone à HIT est de 5×10^7 ions carbone/s ce qui correspond à 9 ions/paquet (paquet de 30 ns) extraits toutes les 170 ns (5,9 MHz). Avec un nombre aussi important de particules incidentes dans un paquet, le nombre de coïncidences fortuites détectées par la caméra correspondant à deux particules induites par deux ions incidents distincts est très largement majoritaire. Il est ainsi impossible de distinguer les coïncidences des gammas prompts après reconstruction des événements. La seule solution pour diminuer le nombre de coïncidences fortuites est de diminuer l'intensité du faisceau et donc de limiter le nombre d'ions incidents par paquet. Dans le cas des protons et des ions carbone, une intensité réduite à 1 ion/paquet en moyenne permettrait d'endiguer les coïncidences fortuites et d'améliorer fortement le rapport signal sur bruit. Cette réduction de l'intensité du faisceau pourrait être effectuée au début de chaque fraction de traitement pour vérifier le parcours des ions pour la position distale de la tumeur avant de revenir à l'intensité clinique pour traiter le patient. Cette possibilité ne perturberait pas significativement le temps de traitement. Une fois l'intensité du faisceau réduite, l'application du temps de vol des particules (distinction entre photons et particules massives) permet d'améliorer encore le rapport signal sur bruit. Cette amélioration est surtout observable dans le cas des ions carbone où le taux d'émission de particules chargées secondaires (et neutrons) est plus important qu'avec des protons. L'application du temps de vol est nécessaire afin de pouvoir détecter un contraste au niveau du *falloff* et ainsi vérifier le parcours des ions.

Une méthode analytique et une méthode itérative peuvent être utilisées pour reconstruire les vertex d'émission des photons détectés en coïncidence par la caméra Compton. La méthode analytique, employée pour obtenir un résultat rapide, consiste à reconstruire l'intersection entre le cône Compton reconstruit et une droite assimilée à la trajectoire de l'ion incident. Cette méthode donne donc deux solutions pour la position du point d'émission du photon. Le fait que deux positions soient reconstruites détériore les résultats en rajoutant une solution fausse. Le contraste au niveau du *falloff* est difficilement visible pour une statistique de 10^8 protons incidents (spot). Si une solution seulement est reconstruite (la plus proche du vrai point d'émission), le *falloff* est bien défini pour les protons. Malheureusement, il n'est pas possible de connaître expérimentalement la position d'émission du photon. Dans le cas des ions carbone, les événements en coïncidence considérés comme du bruit sont encore trop nombreux par rapport aux coïncidences d'intérêt. Il est donc impossible de détecter le *falloff* pour les ions carbone à cause des coïncidences induites par les particules secondaires (hors gammas prompts) trop nombreuses. À partir de ce constat pour les ions carbone, j'ai décidé de concentrer mes études sur les protons qui présentent un potentiel plus élevé pour le contrôle en ligne en hadronthérapie avec la caméra Compton.

J'ai étudié la possibilité d'utiliser l'efficacité de détection de la caméra afin de pondérer les deux solutions de la méthode ligne-cône. Cette pondération ne s'est pas avérée pertinente, car l'efficacité de détection pour des photons de 1 MeV (et moins) est quasi constante sur la taille de la cible en PMMA. Les photons de haute énergie pour lesquels l'efficacité varie fortement sur une courte distance (à 6 MeV et plus par exemple) sont minoritaires dans les coïncidences reconstruites. Par ailleurs, l'analyse de l'origine des photons en coïncidence dans la caméra montre que les gammas prompts non diffusés dans la cible en PMMA sont majoritaires (60%). Les coupures en énergie réalisées sur les détecteurs et sur l'énergie déposée dans la caméra permettent de supprimer les gammas

prompts diffusés dans la cible ou non prompts et le rapport contraste sur *background* au niveau du *falloff* est amélioré d'un facteur 2. Les coupures en énergie sont donc nécessaires. La méthode de reconstruction ligne-cône est une méthode de reconstruction rapide qui permet d'avoir une première information sur le parcours des protons, mais ses performances sont limitées par l'obtention de deux solutions sur la ligne du faisceau d'ions incidents.

La deuxième méthode de reconstruction des événements en coïncidence est une méthode itérative de type LM-MLEM. L'algorithme utilisé a été développé au laboratoire CREATIS pour le prototype de caméra Compton discuté dans la thèse. La reconstruction de la position d'une source polyénergétique et d'une source linéaire est concluante. L'algorithme permet de retrouver la position de la source ponctuelle pour un décalage de ± 40 mm par rapport au centre de la caméra. Une sélection des événements suivant l'axe x permet de diminuer le bruit de la reconstruction et d'atteindre une largeur à mi-hauteur du profil suivant y (axe transverse à la caméra) de 8,9 mm. La reconstruction de la source linéaire polyénergétique permet de retrouver le bord de la source avec un contraste important. Par ailleurs, plus le nombre d'itérations est important et plus l'algorithme a tendance à cristalliser la source linéaire en points distincts. Cette tendance s'explique par le manque de statistique au fur et à mesure des itérations et à la faculté de l'algorithme à converger vers des points. Cette tendance se confirme pour la reconstruction d'événements de la simulation d'interaction d'un faisceau de protons de 160 MeV d'intensité réduite dans une cible cylindrique en PMMA. La reconstruction des événements permet de bien observer le *falloff* en fin de parcours des protons avec un bon contraste. Après 10 itérations, la source linéaire reconstruite commence déjà à se discrétiser. Les résultats de la méthode itérative et de la méthode analytique sont comparés pour les mêmes données et le contraste est bien plus marqué pour la méthode itérative. L'algorithme MLEM permet un contrôle du parcours de protons de 160 MeV dans une cible homogène en PMMA (15 cm de diamètre et 20 cm de long) pour une intensité de faisceau réduite (1 proton/paquet) et à l'échelle d'un spot (10^8 protons incidents). L'algorithme MLEM comprend un certain nombre de paramètres à utiliser qui doivent être bien compris et optimisés pour arriver à un résultat satisfaisant. Parmi ces paramètres, je peux citer la prise en compte des résolutions en énergie et spatiales des détecteurs, la prise en compte d'une matrice de sensibilité, les hypothèses de calcul pour la matrice des probabilités d'émission des photons, la taille et le nombre de voxels du volume reconstruit. La taille du volume reconstruit, le nombre d'événements à reconstruire et le nombre d'itérations vont en outre jouer sur le temps de calcul nécessaire pour obtenir les résultats, qui n'est pas négligeable. Un travail sur cet algorithme est encore nécessaire pour une utilisation dans le cadre du contrôle du parcours des ions en hadronthérapie.

L'évaluation de la précision de la caméra Compton pour un cas très simple (cible homogène et caméra centrée sur le *falloff*) permet d'avoir une première idée de l'intérêt de la caméra pour une utilisation clinique. La caméra atteint une précision de 5 mm (FWHM) pour une statistique de 10^8 protons incidents et une précision de l'ordre du millimètre pour 2×10^9 protons. Il faudrait obtenir une précision millimétrique pour une statistique à l'échelle du *pencil beam* (10^8 protons) afin de pouvoir réduire les marges d'incertitude du traitement de la tumeur et pour arriver aux mêmes performances que les caméras collimatées [Bom et al., 2012, Pinto et al., 2014]. Une étude plus approfondie devra être effectuée sur des cibles hétérogènes avec un déplacement de la position transverse de la caméra pour voir l'influence de l'efficacité de détection.

3

Prototype de caméra Compton pour la médecine nucléaire

Sommaire

3.1	Introduction	66
3.2	Matériel et méthode	66
3.2.1	Simulations Monte Carlo Geant4	66
3.2.2	Résolution angulaire (ARM)	68
3.2.3	Reconstruction itérative MLEM	71
3.3	Analyses	71
3.3.1	Étude de l'influence des caractéristiques des détecteurs	71
3.3.2	Analyse des paramètres réglables par l'opérateur	79
3.3.3	Bilan	81
3.3.4	Reconstruction LM-MLEM	83
3.3.5	Conclusion et perspectives	86

3.1 Introduction

L'objectif de l'étude présentée est d'analyser des performances du prototype de caméra Compton appliqué à l'imagerie nucléaire. Les caméras Compton peuvent être une bonne alternative aux caméras TEMP utilisées actuellement, car elles possèdent une meilleure efficacité de détection et peut être une meilleure résolution spatiale. Cette étude cherche à valider ces deux hypothèses grâce à des simulations Monte Carlo Geant4. L'étude présentée s'intéresse à la détection de photons monoénergétiques émis par une source ponctuelle et détectés par la caméra Compton (prototype de la collaboration). Les performances de la caméra sont évaluées en terme de résolution angulaire et d'efficacité de détection des photons en coïncidence. Le spectre en énergie étudié va de 100 keV à 3 MeV afin de couvrir l'ensemble des énergies disponibles actuellement en imagerie nucléaire (140 keV à 511 keV) et explorer l'utilisation d'autres radioisotopes plus énergétiques. L'objectif est de comprendre l'influence des différents paramètres intrinsèques ou non de la caméra sur ses performances. Cette analyse permet de comprendre les limites de la caméra et ses capacités pour l'application en imagerie nucléaire. J'analyse dans un premier l'influence des paramètres de la caméra qui ont été fixés par le choix technologique des détecteurs et de l'électronique associée : effet Doppler, résolution en énergie du diffuseur, résolutions spatiales de l'absorbeur et du diffuseur, la profondeur d'interactions des photons dans l'absorbeur. Je regarde ensuite les paramètres qui sont ajustables par l'opérateur pour une acquisition expérimentale : distance source – diffuseur et distance diffuseur – absorbeur. Je regarde enfin la résolution spatiale de la caméra pour la reconstruction de la position de la source ponctuelle avec un algorithme itératif de type LM-MLEM développé au laboratoire CREATIS (Lyon). Les simulations sont réalisées pour des sources dans l'air, mais je discuterai l'impact de l'utilisation d'un fantôme réel sur les performances de la caméra.

3.2 Matériel et méthode

3.2.1 Simulations Monte Carlo Geant4

Les simulations reprennent la modélisation de la caméra Compton utilisée pour le contrôle en ligne en hadronthérapie (chapitre 2). La différence majeure avec les simulations pour l'hadronthérapie est qu'en médecine nucléaire, ce sont des photons monoénergétiques qui sont détectés par la caméra et non plus un spectre continu de photons gamma. Une source quasi-ponctuelle de dimension $0,1 \times 0,1 \times 0,1 \text{ mm}^3$ émettant des photons gamma monoénergétiques dans l'air est simulée. Dans le but d'optimiser le temps de simulation Monte Carlo, l'angle d'émission des photons a été restreint à un cône ayant comme sommet le point d'émission des photons et comme base un cercle dans lequel est inscrit le premier plan de détecteur silicium. Les résultats sont ensuite extrapolés pour une source radioactive émettant dans 4π stéradians. La modélisation des détecteurs composant la caméra Compton est la même que pour les simulations en hadronthérapie. Le diffuseur est ainsi composé de sept plans de détecteurs silicium avec une dimension de $90 \times 90 \times 2 \text{ mm}^3$. Les plans de silicium sont simplement représentés par du silicium pur sans modélisation des pistes de lecture et la distance entre les différents plans de détecteur silicium est d'un centimètre (centre à centre). En ce qui concerne l'absorbeur, il est modélisé par un monobloc de germanate de bismuth (BGO) de $380 \times 380 \times 30 \text{ mm}^3$. Pour cette application, l'hodoscope à fibres scintillantes n'est pas utile, car il n'y a qu'à détecter des photons gammas issus de la source radioactive présente dans le patient. Pour ne pas dégrader les performances de la caméra, je ne modélise pas le corps du patient dans les simulations (point source à l'air). L'objectif étant de comprendre les facteurs jouant sur les performances de la caméra, rajouter une source de dégradation (comme un cylindre de PMMA) n'est pas apparu judicieux à ce stade de l'étude.

L'étude est basée sur des méthodes Monte Carlo avec le programme Geant4 (version 9.6 patch 02). Les modèles physiques concernant les hadrons ne sont pas utilisés (comparé aux simulations pour l'hadronthérapie) et seuls les modèles généraux de physique le sont. Par ailleurs, pour l'une des analyses, je vais activer ou non l'effet Doppler pour étudier l'influence de ce paramètre sur les résultats (utilisation du modèle *G4KleinNishinaCompton* au lieu du modèle *G4LivermorePolarizedComptonModel*).

Dans le but de pouvoir estimer l'impact de chaque paramètre sur les performances de la caméra, j'ai défini une configuration de base. Une distance de référence de 10 cm est choisie entre le point source et le 1^{er} plan de détecteur silicium (d_0) et une distance de référence de 15 cm entre le dernier plan de détecteur silicium et l'absorbeur (d_2). La distance d_0 modélise bien une distance typique de la caméra avec l'organe à imager et la distance d_2 est un compromis entre la résolution et l'efficacité de détection de la caméra. Une étude sur l'influence des distances

$d0$ et $d2$ sur les performances de la caméra sera présentée afin de discuter de l'importance de ces paramètres. Concernant la position des interactions dans les détecteurs, j'ai pris la position du centroïde des interactions dans le plan de silicium. N'ayant majoritairement qu'une diffusion Compton dans le silicium, le centroïde revient à prendre l'interaction du photon incident dans le plan silicium. Pour l'absorbeur, je prends comme référence la position exacte de la première interaction des photons gamma diffusés suivant (x,y,z) . Ce choix a été fait pour ne pas rajouter une incertitude sur l'orientation de l'axe du cône Compton reconstruit. Une étude sur l'impact de cette profondeur d'interaction est également présentée. À partir de cette configuration de base, je mets l'ensemble des paramètres à zéro pour simuler des détecteurs parfaits (pas de résolutions en énergie, pas de résolutions spatiales). Pour étudier un paramètre en particulier, j'applique juste ce paramètre et laisse les autres à zéro. Ce protocole permet de quantifier chacun des facteurs testés dans les performances de la caméra Compton.

La figure 3.1 montre la modélisation de référence de l'ensemble de la simulation avec la caméra Compton et la source radioactive ponctuelle. Le nombre de photons gamma utilisés pour chaque simulation est de 10^7 . Les activités injectées au patient étant de l'ordre de 10 à plusieurs centaines de MBq en fonction du type d'examen et du radioisotope utilisé, la statistique employée dans les simulations est représentative de ce que l'on pourra obtenir en conditions cliniques. Se référer à la 1.19 pour avoir les activités injectées en routine clinique en médecine nucléaire (niveaux de référence diagnostiques).

En ce qui concerne l'énergie des photons monoénergétiques, j'ai étudié un large spectre d'énergies en regardant les basses énergies utilisées actuellement en imagerie (jusqu'à 511 keV) pour aller vers des énergies plus importantes (jusqu'à 3 MeV). Ce large spectre permet de situer les performances de la caméra Compton avec des radioisotopes déjà utilisés en imagerie et de voir si les performances de la caméra sont plus optimisées à des énergies plus élevées.

Une coïncidence entre le diffuseur et l'absorbeur est définie comme le dépôt d'énergie dans au moins un plan de silicium et un dépôt d'énergie dans l'absorbeur. Il n'y a pas de coupure en énergie effectuée.

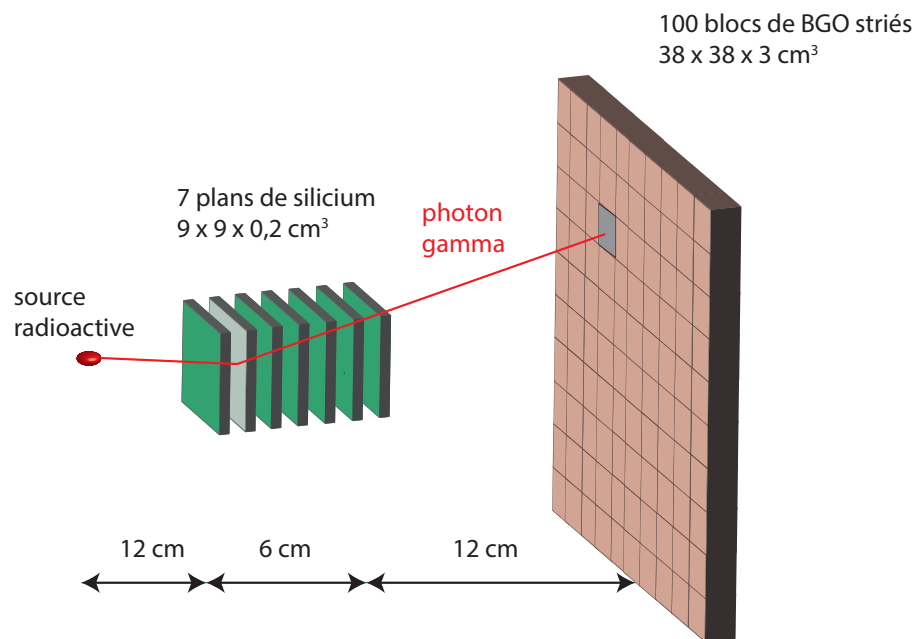


FIGURE 3.1 – Modélisation du dispositif de simulation Monte Carlo Geant4 pour l'application d'imagerie médicale. La caméra Compton détecte les photons gamma émis par une source radioactive ponctuelle. Les photons sont émis dans un cône (avec comme sommet la source radioactive et comme base le cercle contenant le premier plan de détecteur silicium) afin d'optimiser le temps de simulation. La disposition de référence des détecteurs est présentée. Les dimensions des détecteurs sont données pour les éléments individuels et le schéma n'est pas à l'échelle.

3.2.2 Résolution angulaire (ARM)

3.2.2.1 Définition

Une manière de caractériser les performances de la caméra Compton est de définir la résolution angulaire mesurée (ou *Angular Resolution Measured*). L'ARM permet de déterminer l'erreur sur l'angle de diffusion Compton du gamma incident détecté par la caméra. C'est grâce à cet angle qu'il est possible de reconstruire la position de la source radioactive. La figure 3.2 reprend le schéma de la caméra Compton avec un plan de diffuseur et l'absorbeur. L'angle de diffusion Compton est noté θ et donne l'angle d'ouverture du cône Compton qui représente la localisation du point d'émission du photon. L'angle de diffusion θ peut être défini avec les énergies déposées dans le diffuseur et l'absorbeur dans le cas d'une absorption totale des énergies déposées (équation 3.1). Pour l'application en hadronthérapie, l'énergie initiale du photon incident n'est pas connue (spectre continu en énergie jusqu'à 10 MeV). Dans le calcul de l'angle de diffusion Compton θ , l'énergie totale déposée dans la caméra (énergie déposée dans le diffuseur et énergie déposée dans la caméra) est alors utilisée. En médecine nucléaire, l'énergie du photon incident est connue (énergie du radionucléide associé au radiopharmaceutique). J'utilise donc cette énergie du photon incident connue pour le calcul de l'angle de diffusion. L'énergie déposée dans l'absorbeur n'intervient donc pas dans le calcul de la résolution angulaire.

En pratique, pour calculer l'angle θ il faut utiliser les coordonnées des points d'interaction des particules dans les détecteurs, c'est l'angle géométrique θ_{geom} (équation 3.2). La différence entre ces deux angles (géométrique et Compton) donne la résolution angulaire mesurée (équation 3.3). La largeur à mi-hauteur de la distribution de l'ARM de tous les événements en coïncidence représente la résolution angulaire la caméra. Afin d'être le plus réaliste dans les performances de la caméra Compton, les résolutions en énergie et spatiale estimées du prototype seront appliquées aux résultats du calcul de l'ARM dans certaines simulations. Les résolutions en énergie et spatiale influent de la manière suivante sur le calcul de la résolution angulaire :

- ΔE_1 : calcul de l'angle Compton et ouverture du cône Compton ;
- r_1 : calcul de l'angle géométrique et position de l'apex du cône Compton ;
- ΔE_2 : calcul de l'angle Compton ;
- r_2 : calcul de l'angle géométrique et orientation de l'axe du cône Compton.

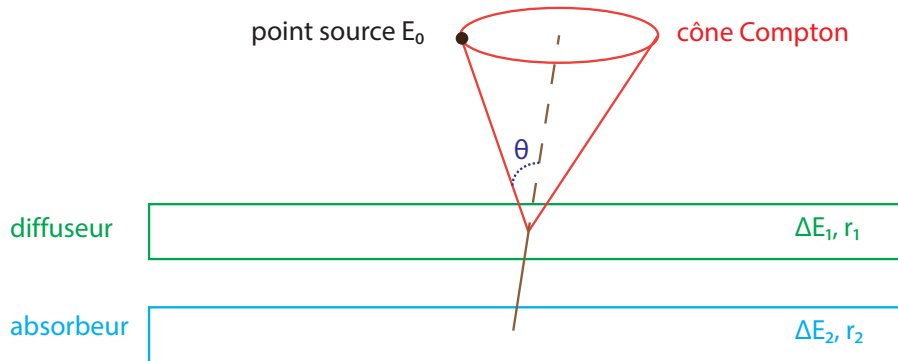


FIGURE 3.2 – Représentation de la diffusion Compton d'un photon dans la caméra Compton. La position du photon initiale est estimée sur le cône Compton ayant une ouverture définie par l'angle de diffusion Compton du photon θ .

$$\cos(\theta) = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_f} - \frac{1}{E_i} \right), \quad (3.1)$$

avec θ l'angle de diffusion Compton du photon incident,
 $m_e c^2$ l'énergie de masse de l'électron,
 E_f l'énergie du photon incident après la diffusion Compton,
 E_i l'énergie initiale du photon incident,

$$\cos(\theta_{\text{geom}}) = \frac{\overrightarrow{OA} \cdot \overrightarrow{AB}}{\|\overrightarrow{OA}\| \times \|\overrightarrow{AB}\|} \quad (3.2)$$

avec θ_{geom} l'angle géométrique défini par les points d'interaction dans le diffuseur et l'absorbeur,
 O le point d'émission du photon,
 A le point d'interaction dans un plan de détecteur silicium,
 B le point d'interaction dans l'absorbeur,

$$ARM = \theta_{\text{geom}} - \theta_{\text{Compton}}, \quad (3.3)$$

avec ARM la résolution angulaire de la caméra,
 θ_{geom} l'angle géométrique,
 θ_{Compton} l'angle de diffusion Compton calculé avec les énergies déposées dans la caméra.

3.2.2.2 Estimation de l'ARM

L'ensemble des analyses est réalisé avec le logiciel ROOT développé par le CERN. L'ARM est calculée pour chaque coïncidence entre le diffuseur et l'absorbeur. Une distribution de la résolution angulaire est obtenue pour une statistique de 10^7 photons gamma émis. La valeur de la résolution angulaire représentative de la simulation est la valeur de la largeur à mi-hauteur de la distribution des valeurs d'ARM des coïncidences dans la caméra Compton. Pour estimer la largeur à mi-hauteur de la distribution, la largeur à mi-hauteur peut être calculée analytiquement par interpolation linéaire ou alors par un ajustement de type Voigt. Dans le premier cas, l'estimation de l'ARM est rapide et ne nécessite pas d'ajustement de la distribution. Cependant, la viabilité du résultat est fortement dépendante du nombre de *bin* utilisés pour générer la distribution. Dans le deuxième cas, l'ajustement de type Voigt, qui est une convolution d'un ajustement gaussien et de Lorentz, permet d'avoir un ajustement robuste indépendant du nombre d'évènements dans la distribution. Cet ajustement permet de prendre en compte l'asymétrie de la distribution de la résolution angulaire [Said et al., 2011]. Le profil Voigt est défini avec les largeurs à mi-hauteur des fonctions gaussienne Γ_G et de Lorentz Γ_L comme suit [Ida et al., 2000] :

$$f_v(x; \Gamma_G, \Gamma_L) = (2/\Gamma_G) [(\ln 2/\pi)]^{1/2} \times K[2(\ln 2)^{1/2} x/\Gamma_G, (\ln 2)^{1/2} \Gamma_L/\Gamma_G], \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} K(x, y) &= (y/\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2) / [y^2 + (x - t)^2] dt \\ K(x, y) &= \Re[w(x + iy)], \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$w(z) = \exp(-z^2) \operatorname{erfc}(-iz), \quad (3.6)$$

où $K(x, y)$ réfère à la fonction de Voigt, $w(z)$ est une fonction erreur complexe appelée fonction Faddeeva et $\operatorname{erfc}(z)$ est la fonction erreur complexe complémentaire. \Re correspond à la partie réelle de z . La fonction Voigt est déjà présente dans ROOT. L'ajustement permet de récupérer les écarts types des fonctions gaussienne et de Lorentz. Par contre, il n'est pas possible d'estimer directement la largeur à mi-hauteur de l'ajustement avec le profil Voigt. Afin de pouvoir calculer la largeur à mi-hauteur, j'utilise la fonction dite « pseudo-Voigt » qui est

une combinaison linéaire d'une gaussienne et d'une lorentzienne. La largeur à mi-hauteur de fonction pseudo Voigt est définie comme [Thompson et al., 1987] :

$$\Gamma = [\Gamma_G^5 + a\Gamma_G^4\Gamma_L + b\Gamma_G^3\Gamma_L^2 + c\Gamma_G^2\Gamma_L^4 + d\Gamma_G\Gamma_L^4 + \Gamma_L^5]^{1/5}, \quad (3.7)$$

avec Γ la FWHM du fit Voigt,

Γ_G la FWHM de la distribution gaussienne,

Γ_L la FWHM de la distribution de Lorentz,

et les coefficients : $a = 2,69296$, $b = 2,42843$, $c = 4,47163$, $d = 0,07842$.

Pour résumer, je réalise un ajustement de la distribution des résolutions angulaires avec la fonction Voigt définie dans ROOT. J'obtiens les écarts types des fonctions gaussienne et de Lorentz pour l'ajustement. Je calcule à l'aide la formule analytique de la fonction pseudo Voigt la largeur à mi-hauteur de la distribution de l'ajustement Voigt. L'erreur sur la largeur à mi-hauteur du profil entre la fonction Voigt et pseudo-Voigt est estimée à 1,2 % [Ida, 2000].

Le nombre de *bins* dans l'histogramme obtenu va influencer la largeur à mi-hauteur à calculer. En effet, si le nombre de *bins* est trop faible (par exemple deux *bins* pour 100 mm), la FWHM sera erronée. J'ai fait varier le nombre de *bins* de l'histogramme de l'ARM pour trouver le nombre de *bins* minimal nécessaire à avoir une valeur de FWHM constante. Le nombre de *bins* définissant la FWHM doit ainsi être d'au minimum de 10 *bins* pour que la variation sur la résolution angulaire soit inférieure à 0,1°. Pour chaque histogramme de l'ARM, j'optimise ainsi la largeur de la FWHM à au moins 10 *bins*.

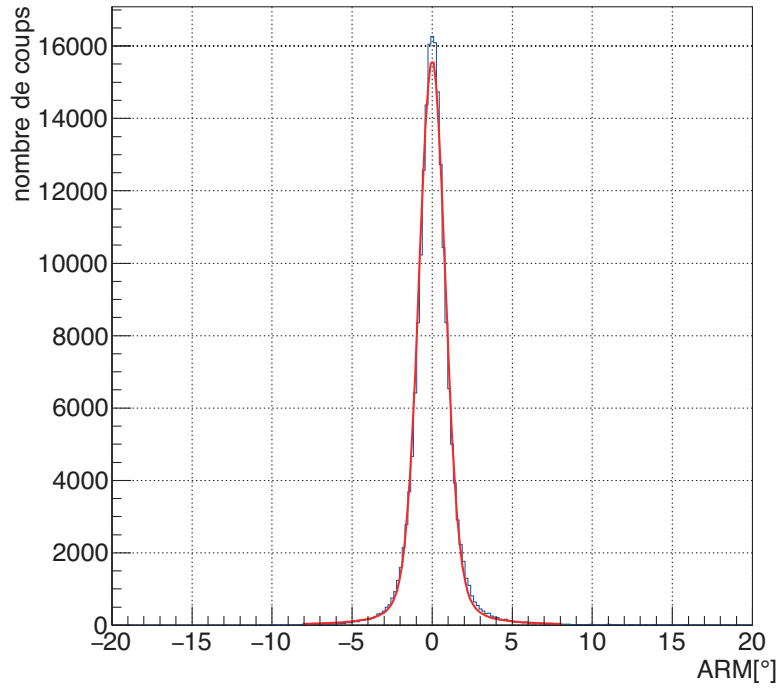


FIGURE 3.3 – Distribution de l'ARM pour des photons de 1 MeV détectés dans la caméra Compton. Le dispositif de simulation est celui de référence. La résolution angulaire est donnée comme la largeur à mi-hauteur de cette distribution. La courbe rouge correspond à l'ajustement Voigt réalisé sur la distribution (en bleu).

3.2.3 Reconstruction itérative MLEM

L'avantage de la caméra Compton par rapport à une caméra Anger est qu'il est possible d'obtenir une image de la source radioactive en trois dimensions avec une seule caméra. Pour obtenir une image reconstruite de la source en 3D, j'utilise l'algorithme itératif LM-MLEM présenté au chapitre 2. Pour cette étude, je vais reconstruire la position de la source radioactive à partir des résultats de simulation en utilisant les positions d'interactions dans le diffuseur et l'absorbeur ainsi que les énergies déposées pour les photons détectés en coïncidence. Le volume reconstruit est un cube de $15 \times 15 \times 15 \text{ cm}^3$ composé $50 \times 50 \times 50$ voxels de 3 mm de côté. Un deuxième cube est utilisé ($5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$) avec le même nombre de voxels pour des photons incidents d'énergie supérieure à 300 keV pour obtenir une meilleure précision. La résolution en énergie des détecteurs est prise en compte, mais pas la résolution spatiale. Il n'y a pas de matrice de sensibilité qui est utilisée et 15 itérations sont réalisées. Il est obtenu une image 2D du plan parallèle à la caméra (x, y) et une image 2D du plan perpendiculaire à celle-ci (y, z). Les profils de ces images sont extraits pour pouvoir calculer la PSF (FWHM). La largeur à mi-hauteur des profils est calculée par interpolation linéaire. La figure 3.4 modélise le volume reconstruit contenant la source d'émission des photons utilisés par l'algorithme LM-MLEM.

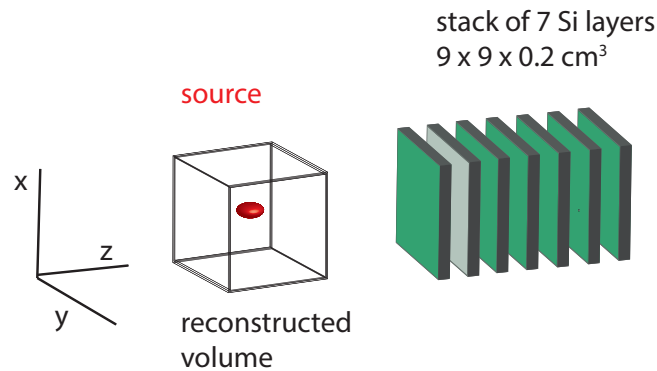


FIGURE 3.4 – Volume reconstruit autour du point source d'émission des photons gamma.

3.3 Analyses

3.3.1 Étude de l'influence des caractéristiques des détecteurs

La première partie des analyses détermine l'influence des paramètres fixés par le choix des détecteurs composant la caméra Compton. Il y a peu, voir pas de marges d'ajustement ou d'amélioration possible pour ces paramètres sans de nouveaux développements instrumentaux (nouveaux détecteurs, nouvelle électronique). Les études permettent donc juste de comprendre l'impact de chaque paramètre dans les performances de la caméra.

3.3.1.1 Élargissement Doppler pour le diffuseur

Cette première analyse regarde l'influence d'un paramètre physique intrinsèque du silicium choisi pour être le diffuseur du prototype de la caméra Compton. Ce paramètre est l'effet d'élargissement Doppler lors des diffusions Compton dans le silicium. Dans la formule de la diffusion Compton (équation 3.1), il est supposé que le photon incident interagit avec un électron libre. L'énergie de liaison et son impulsion ne sont donc pas prises en compte. En réalité, le photon interagit avec un électron au repos dans le référentiel du laboratoire. Connaissant les paramètres de l'électron et des photons incidents et diffusés, le profil Compton de l'électron peut être défini :

$$p_z = -m_e \frac{E_0 - E_f - E_0 E_f (1 - \cos(\theta)) / m_e^2}{\sqrt{E_0^2 + E_f^2 - 2E_0 E_f \cos(\theta)}}, \quad (3.8)$$

où p_z est l'impulsion de l'électron avec la collision, E_0 l'énergie du photon incident, E_f l'énergie du photon diffusé et θ l'angle de diffusion [Williams, 1977]. Ce mouvement de l'électron de recul va élargir le spectre en énergie du photon diffusé : c'est l'effet d'élargissement Doppler appelé également profil Compton. Afin de ne regarder que l'influence de ce paramètre, les détecteurs de la caméra Compton sont supposés parfaits (pas de

résolutions en énergie et spatiale modélisées). Il est possible dans Geant4 d'enlever cet effet dans le modèle de diffusion Compton (utilisation du modèle *G4KleinNishinaCompton*). La figure 3.5 présente la résolution angulaire en fonction de l'énergie des photons monoénergétiques avec l'activation ou non de l'élargissement Doppler. Ces résultats sont obtenus dans le dispositif modélisé de référence.

La résolution angulaire est quasi-nulle lorsque l'élargissement Doppler est désactivé. Lorsque l'élargissement Doppler est activé, il influence notablement la résolution angulaire aux faibles énergies (augmentation de plus de 4° à 100 keV). Cet effet de l'élargissement Doppler aux faibles énergies a été constaté par différentes équipes [C. E. Ordonez, 1997, Rao et al., 2001, Mackin et al., 2013]. Avec des détecteurs parfaits, la résolution angulaire de la caméra atteignable à 1 MeV est de $0,62^\circ$.

L'élargissement Doppler étant un phénomène physique intrinsèque au silicium, les performances de la caméra sont dégradées pour les faibles énergies. Le choix d'un matériau léger comme le silicium ($Z = 14$) pour limiter l'effet Doppler est pertinent (comparé à du tellure de cadmium (CdTe) et un $Z = 48$). L'élargissement Doppler n'est cependant pas le paramètre majeur dans la dégradation de la résolution angulaire de la caméra (voir la suite de l'analyse).

Pour la suite des analyses, les simulations ont été réalisées en prenant en compte l'élargissement Doppler (modèle utilisé *G4LivermorePolarizedComptonModel*).

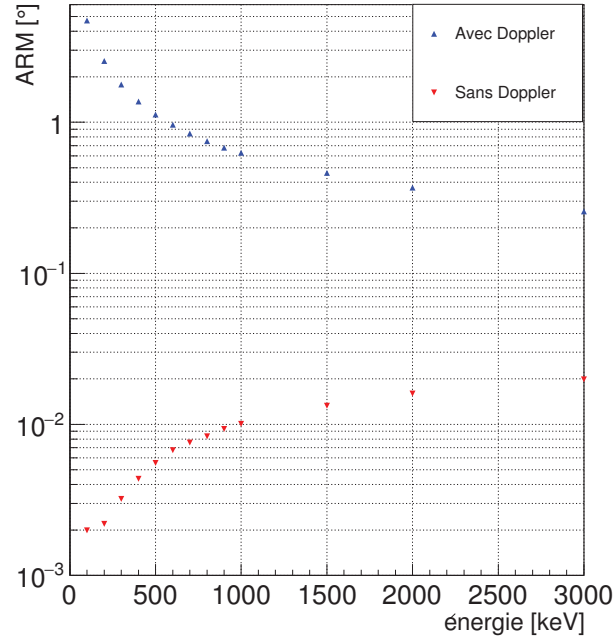


FIGURE 3.5 – Résolution angulaire (FWHM) en fonction de l'énergie des photons incidents pour des simulations avec et sans effet de l'élargissement Doppler dans le diffuseur silicium. Les détecteurs sont supposés parfaits et les simulations sont réalisées dans le dispositif de référence

3.3.1.2 Bruit électronique du diffuseur (ENC)

Cette analyse met en avant l'influence du bruit électronique de la chaîne d'acquisition du diffuseur sur la résolution angulaire et l'efficacité de détection. Les détecteurs sont toujours considérés comme parfaits (hormis la résolution en énergie du diffuseur) et la caméra est dans le dispositif de simulation de référence. Le bruit électronique de la chaîne d'acquisition ou ENC (*Equivalent Noise Charge*) dégrade la résolution en énergie du diffuseur (voir équation 4.4). J'ai fait varier l'ENC de 50 à 1000 e-/s pour cinq énergies de photons : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. La figure 3.6(a) montre l'impact de l'ENC sur la résolution angulaire et la figure 3.6(b) sur l'efficacité de détection de la caméra Compton.

Pour les faibles énergies de photons, la dégradation de la résolution en énergie du silicium dégrade fortement la résolution angulaire de la caméra. En effet, la résolution en énergie du silicium varie comme $\sqrt{ENC^2 + E_{dpose}/w}$ (avec w l'énergie de création d'une paire électron/trou dans le silicium). Plus l'énergie du photon incident est faible, plus l'ENC va avoir un poids prédominant dans la dégradation de la résolution en énergie. La résolution en énergie étant le seul paramètre influençant le calcul de l'angle de diffusion Compton, il est normal que la résolution angulaire se dégrade avec la dégradation de la résolution en énergie du silicium. Pour exemple, avec un ENC de 1000 e-/s, la résolution en énergie du diffuseur est d'environ 8,7 keV (FWHM) à 500 keV (voir formule 4.2 du chapitre 4). La résolution descend jusqu'à 1,4 keV (FWHM) avec un ENC de 100. D'après les mesures expérimentales du courant de fuite des détecteurs silicium, un ENC de 100 e-/s correspond à une température des détecteurs silicium de -25°C . À $+20^\circ\text{C}$, la valeur de l'ENC est déjà de 350 et à plus de 450 pour $+30^\circ\text{C}$. L'électronique de lecture des sept plans de détecteurs silicium produisant au moins 400 W thermique, la température dans l'enceinte thermique pourrait rapidement dégrader la résolution angulaire si une enceinte thermique n'était pas utilisée pour maintenir la température des détecteurs silicium à -20°C . Plus l'énergie du photon incident augmente et plus l'ENC aura un effet limité sur l'ARM. L'efficacité de détection n'est pas impactée par la résolution en énergie du diffuseur. Elle est par ailleurs meilleure pour des photons de 300 keV et 500 keV que pour les photons de 100 keV (moins de pertes dû aux grands angles de diffusion à 100 keV).

Ce qui ressort de cette étude est que pour des photons de faibles énergies, il est crucial d'avoir un bruit dû à la chaîne électronique de détection le plus bas possible afin de détériorer le moins possible la résolution en énergie de la caméra et par conséquent la résolution angulaire. L'ENC est le paramètre majoritaire dégradant la résolution angulaire en dessous de 500 keV. Si la source ponctuelle était insérée dans un fantôme en PMMA, comme la section efficace Compton augmente lorsque l'énergie des photons baisse, cela dégraderait encore plus l'ARM à cause des rayonnements secondaires diffusés dans le fantôme.

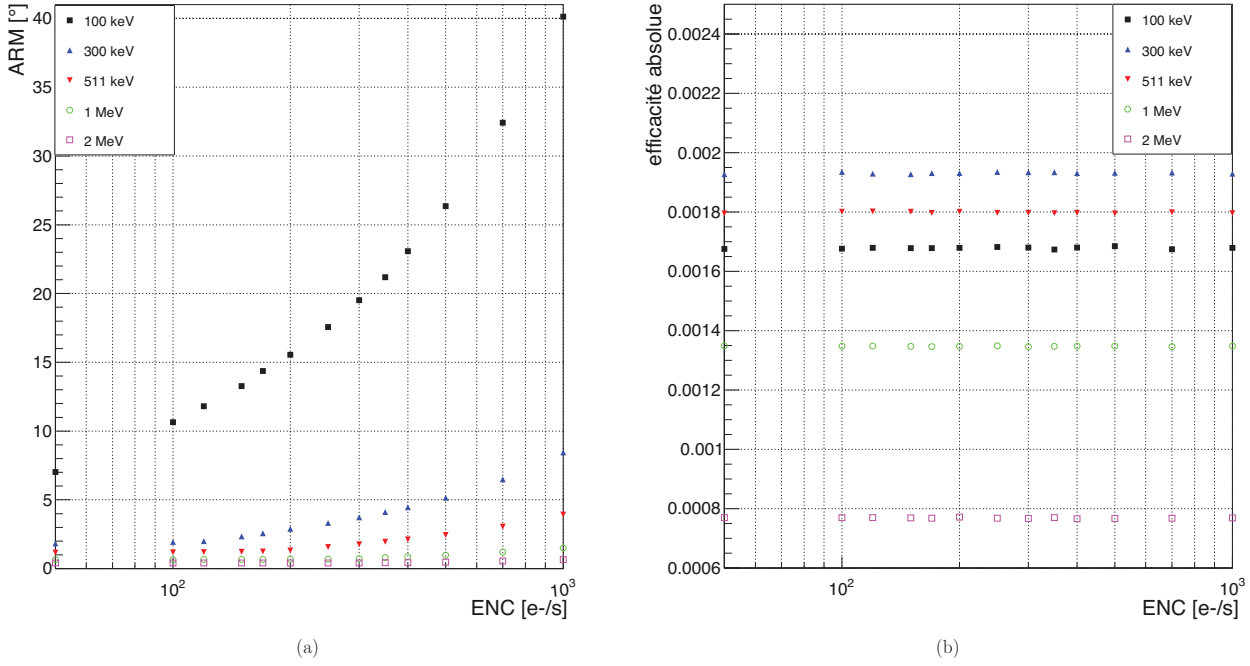


FIGURE 3.6 – Résolution angulaire de la caméra (a) et son efficacité (b) en fonction de l'ENC de la chaîne d'acquisition du diffuseur. Résultats pour des énergies de photons gamma de 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. La caméra est dans le dispositif de simulation de référence.

3.3.1.3 Résolution spatiale des détecteurs

Les résolutions spatiales des détecteurs influent sur la localisation des points d'interaction des photons gamma et donc sur la reconstruction de la position de la source radioactive. La position de l'interaction dans le diffuseur renseigne en effet sur les coordonnées de l'apex du cône Compton et l'interaction dans l'absorbeur sur l'orientation de l'axe du cône Compton. Cette étude va permettre de quantifier la dégradation du calcul de l'angle géométrique de la caméra. La résolution spatiale RMS du diffuseur est estimée comme la valeur du *pitch* entre deux pistes divisée par la racine carrée de 12. Le *pitch* étant de 1.4 mm pour les plans de détecteur silicium du prototype, la résolution spatiale RMS du diffuseur est estimée à 0,4 mm. La résolution spatiale de l'absorbeur n'a pas quant à elle été encore évaluée. Cependant, il est possible de visualiser les pixels formés par les stries d'un bloc BGO (voir la figure 4.26(b)). Ces pixels virtuels étant séparés (centre à centre) de 4,75 mm, j'ai estimé la résolution spatiale de l'absorbeur pour mes simulations à 5 mm (FWHM). Avec la présence des pixels dans le bloc BGO, une fonction crête aurait pu être choisie pour modéliser la résolution en énergie de l'absorbeur ($pitch/\sqrt{12}$), mais la distribution de la lumière n'étant pas triviale, la modélisation d'une gaussienne donne une bonne première approximation de la résolution. Le choix de la modélisation du comportement de la résolution en énergie de l'absorbeur pourra être établie après une étude de la collection de la lumière dans le bloc BGO. J'ai étudié l'influence de la résolution spatiale (x,y) des détecteurs sur la résolution angulaire de la caméra. Lorsqu'un photon est détecté en coïncidence dans la caméra, je recalcule les positions d'interaction en x et en y selon une distribution gaussienne de largeur à mi-hauteur définie par la résolution en énergie pour l'absorbeur et avec distribution uniforme suivant un intervalle de $\pm pitch/\sqrt{12}$ autour de la valeur initiale pour le diffuseur. La résolution spatiale (x,y) est appliquée sur la première interaction dans le détecteur étudié.

La figure 3.7 présente la variation de la résolution angulaire en fonction du *pitch* entre deux pistes pour le diffuseur (a) et de la résolution spatiale (FWHM) de l'absorbeur (b). Pour cette étude, les détecteurs sont considérés parfaits et dans la configuration de référence sauf pour la résolution spatiale. La résolution angulaire de la caméra ne varie pas pour les tailles de *pitch* étudiées. Ainsi, utiliser un détecteur silicium avec un *pitch* plus petit n'améliorerait pas les performances de la caméra.

Pour la résolution spatiale (x,y) de l'absorbeur, l'influence est différente en fonction de l'énergie des photons incidents. Pour les photons de 100 keV, l'effet Doppler est majoritaire par rapport à la dégradation due à la résolution angulaire jusqu'à une résolution de 7 mm (FWHM). Pour une résolution spatiale actuellement es-

timée à 5 mm pour le BGO, celle-ci n'affecte pas la résolution angulaire à 100 keV. À partir de 1 MeV l'effet Doppler étant quasiment négligeable, la résolution spatiale de l'absorbeur va dégrader rapidement la résolution angulaire : perte de $0,8^\circ$ entre 1 mm et 5 mm de résolution. La résolution spatiale (x,y) du BGO pour des photons d'énergie supérieure à 500 keV est un paramètre important à optimiser.

L'efficacité de la caméra n'est pas donnée pour cette étude, car elle ne varie pas en fonction de la résolution spatiale des détecteurs.

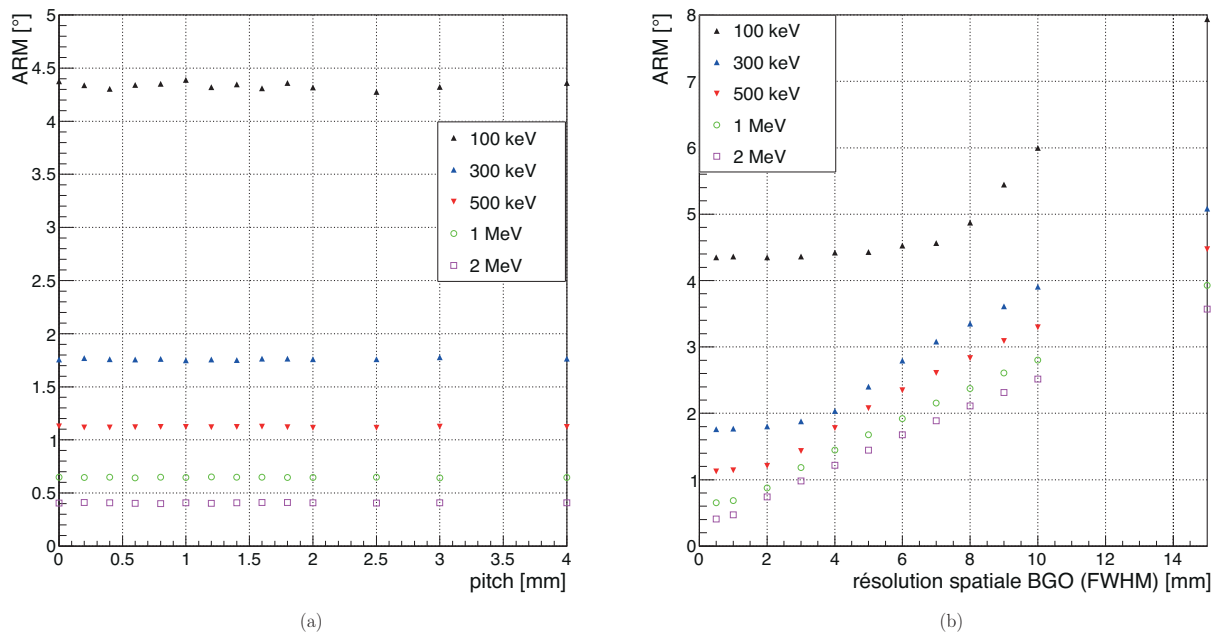


FIGURE 3.7 – Résolution angulaire en fonction de la résolution spatiale du silicium (a) et du BGO (b). La résolution spatiale du silicium est définie par le *pitch* entre les pistes du détecteur. Étude pour cinq énergies de photons incidents monoénergétiques : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Les détecteurs sont considérés parfaits hormis la résolution spatiale et l'effet Doppler.

3.3.1.4 Interactions dans l'absorbeur

Nombre moyen d'interactions des photons

J'ai étudié un peu plus en détail les interactions ayant lieu dans l'absorbeur et plus particulièrement le nombre d'interactions moyen d'un photon incident. L'analyse utilise les données d'une simulation avec des détecteurs réels (résolutions en énergie et spatiales des détecteurs appliquées). La figure 3.8(a) présente le nombre moyen des interactions d'un photon dans l'absorbeur en fonction de l'énergie des photons incidents sur la caméra. Les photons de 100 keV interagissent directement par effet photoélectrique dans l'absorbeur, c'est pourquoi il n'y a qu'une interaction. Plus l'énergie des photons augmente et plus la probabilité d'avoir une diffusion Compton (ou plusieurs) puis un effet photoélectrique est grande. À partir de 500 keV, il y a autant de photons ayant interagi une seule fois et ceux interagissant deux fois. Après 1 MeV, plusieurs interactions ont lieu. À 3 MeV, le photon peut interagir jusqu'à 6 fois dans l'absorbeur avec un libre parcours moyen de 25 cm dans le BGO.

Distance moyenne des interactions d'un photon au centroïde

Dans la continuité de l'analyse précédente, j'ai regardé la distance moyenne des interactions d'un photon dans l'absorbeur par rapport au centroïde de ces mêmes interactions. Si un photon a interagi au moins deux fois dans l'absorbeur, je calcule le centroïde des interactions puis je calcule la distance entre chaque interaction et le centroïde. J'obtiens une distribution des distances pour l'ensemble des photons détectés dont je calcule la distance moyenne. La figure 3.8(b) donne la distance moyenne des interactions par rapport au centroïde

en fonction de l'énergie des photons incidents. À faible énergie, les dépôts d'énergie sont très localisés autour du centroïde ce qui est normal vu qu'il n'y a en moyenne qu'une interaction dans l'absorbeur. Si la distance moyenne dépasse les 5 mm cela signifie que les dépôts d'énergie s'étalent sur des pixels adjacents puis au-delà de 7,5 mm sur une distance de deux pixels par rapport au pixel où se situe le centroïde. Les photons créés se situent donc sur une surface importante dans le scintillateur. Cette observation confirme que pour les photons de plus de 500 keV, la position de la première interaction du photon va être dure à estimer.

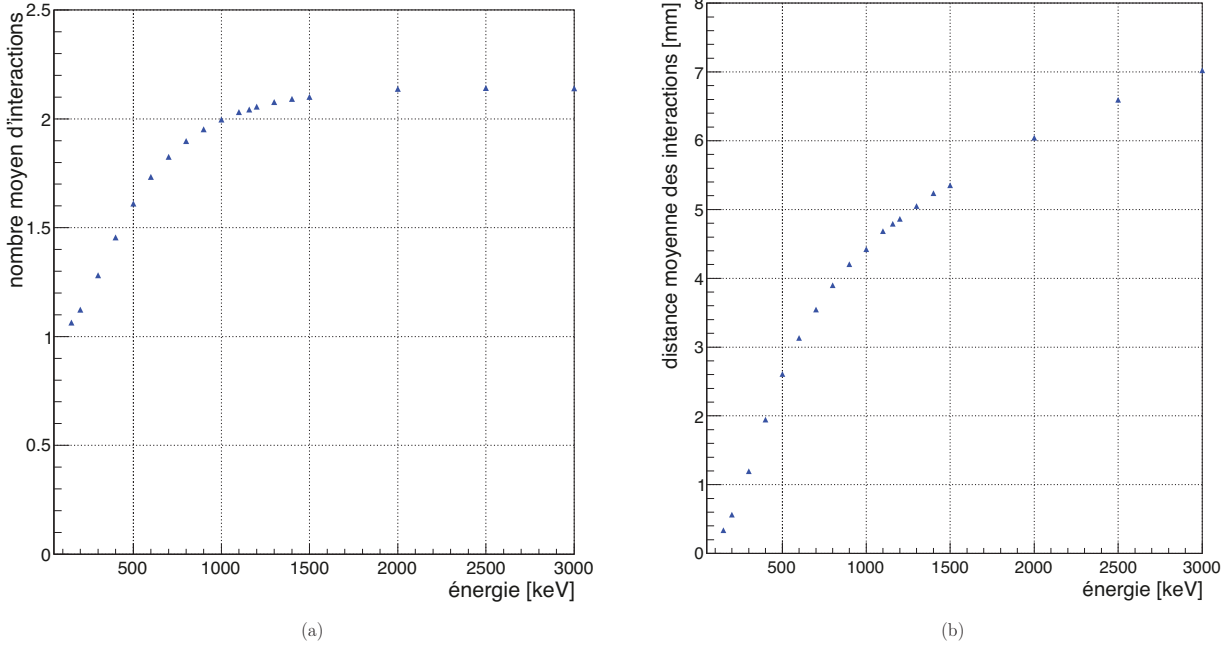


FIGURE 3.8 – Nombre moyen d'interactions d'un photon dans l'absorbeur (a) et distance moyenne des interactions d'un photon par rapport au centroïde des interactions (b) en fonction de l'énergie des photons incidents. Les détecteurs sont considérés réels.

Profondeur d'interaction des photons

L'absorbeur de la caméra Compton est constitué de 100 blocs de scintillateurs BGO ayant chacun une dimension de $38 \times 35 \times 30 \text{ mm}^3$. Le bloc de scintillateur est un monobloc avec la présence de stries formant une matrice de 8×8 pixels. Il n'est pas possible de connaître la profondeur d'interaction du photon dans le bloc. L'interaction peut donc avoir lieu partout entre l'entrée du bloc et la face opposée (côté photomultiplicateur). Cette information manquante est source d'une grande incertitude quant à la position réelle d'interaction du photon et donc par conséquent sur l'orientation de l'axe du cône Compton reconstruit. Par défaut, la profondeur d'interaction dans l'absorbeur est fixée au milieu du bloc, c'est-à-dire à 1,5 cm de profondeur. Je présente ici une étude sur l'influence de cette incertitude sur la profondeur d'interaction dans l'absorbeur. J'étudie également l'influence du calcul du centroïde des positions d'interaction du photon diffusé sur la résolution angulaire. Je compare figure 3.9 la résolution angulaire de la caméra en fonction de quatre cas de figure. La première possibilité est d'avoir la position exacte de la première interaction du photon diffusé dans l'absorbeur. C'est le cas idéal qui permet d'obtenir la meilleure résolution angulaire possible. Le deuxième cas est d'utiliser le centroïde des interactions du photon dans la caméra. Cette situation est celle d'un détecteur capable de mesurer la profondeur des interactions dans le volume sensible de détection. Le troisième cas est celui du calcul du centroïde des interactions du photon en (x,y) et d'utiliser la position exacte de la première interaction du photon diffusé. S'il n'y a qu'une interaction dans l'absorbeur, on se retrouve donc dans le premier cas. Enfin, le quatrième cas donne la résolution angulaire pour le calcul du centroïde des interactions du photon en (x,y) et prends le milieu de l'absorbeur comme profondeur d'interaction. Cette situation est le cas le plus réaliste.

Le fait de prendre le centroïde des interactions du photon dégrade la résolution angulaire à partir du moment où la probabilité d'avoir plus d'une interaction du photon augmente (voir figure 3.8(a)). Dans le cas présent, la résolution angulaire est dégradée à partir de 400 keV. Plus le nombre d'interactions dans l'absorbeur est grand et

plus la résolution angulaire sera dégradée. Concernant la profondeur d'interaction, prendre comme profondeur le milieu du bloc d'absorbeur dégrade la résolution angulaire à partir de 200 keV. La dégradation de l'ARM peut aller au-delà de 2° après 1 MeV.

Cette problématique sur la profondeur de l'interaction dans l'absorbeur n'a pas d'influence sur l'efficacité de détection de la caméra.

Avec l'absorbeur actuel, il ne sera pas possible de connaître la profondeur d'interaction du photon. Cette dégradation ne pourra donc pas être supprimée. Il faudrait avoir un absorbeur permettant de remonter directement à l'information sur la profondeur ou alors un absorbeur composé de plusieurs détecteurs plus fins comme c'est le cas actuellement pour le diffuseur.

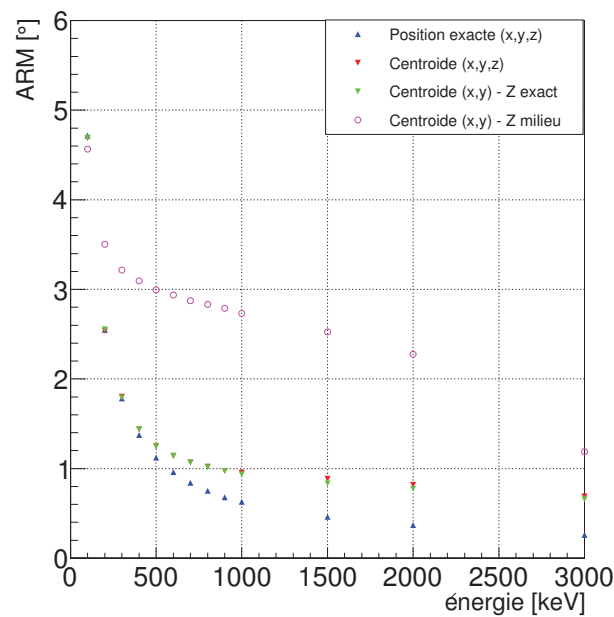


FIGURE 3.9 – Résolution angulaire en fonction de l'énergie des photons incidents. Résolution angulaire avec pour le calcul d'angle géométrique soit la position exacte de l'interaction du photon dans l'absorbeur (en profondeur), soit en prenant le centre de l'absorbeur. Les détecteurs sont considérés parfaits et l'élargissement Doppler est appliqué.

3.3.1.5 Étude du choix du type de scintillateur pour l'absorbeur

Le prototype de caméra Compton développé par la collaboration possède actuellement un absorbeur avec un scintillateur BGO. Le BGO a été choisi pour ses bonnes performances pour l'application de la caméra en hadronthérapie [Richard et al., 2012]. Par ailleurs, les 100 blocs BGO nécessaires au montage de l'absorbeur ont pu être récupérés d'une TEP Siemens HR⁺. Cependant, d'autres cristaux scintillateurs existent sur le marché à moindre coût. Dans la perspective d'une amélioration des performances de la caméra Compton dans les prochaines années, j'ai comparé les performances de quatre scintillateurs comme absorbeur : le BGO¹, le LYSO², le LaBr₃³ et le GAGG⁴. Le tableau 3.1 présente les principales caractéristiques de ces quatre scintillateurs que l'on retrouve dans le commerce [Seitz et al., 2013].

La figure 3.10 montre la variation de la résolution angulaire et de l'efficacité de la détection en fonction de l'énergie des photons incidents pour les quatre scintillateurs. La résolution en énergie ne change pas avec le type de scintillateur choisi pour l'absorbeur. La raison est que l'énergie déposée dans l'absorbeur (et donc la résolution en énergie du scintillateur) n'intervient pas dans le calcul de l'angle de diffusion Compton θ .

¹ Bismuth germinate

² Cerium-doped Lutetium Yttrium Orthosilicate

³ Lanthanum(III) bromide

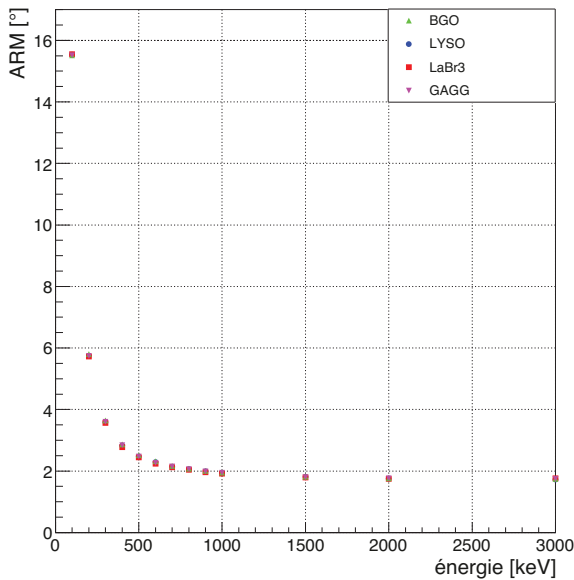
⁴ Cerium-doped Gadolinium Aluminum Gallium Garnet

La résolution spatiale et les dimensions des scintillateurs étant les mêmes pour chacune des simulations, il est normal de retrouver la même résolution angulaire. À noter que la résolution spatiale étant théoriquement meilleure pour le scintillateur ayant le Z le plus élevé. La différence entre les matériaux se fait au niveau de l'efficacité de détection. En effet, les quatre matériaux ayant des densités différentes, les scintillateurs les plus denses ont une plus grande probabilité d'absorber les photons incidents (pour une épaisseur donnée de 3 cm dans notre cas).

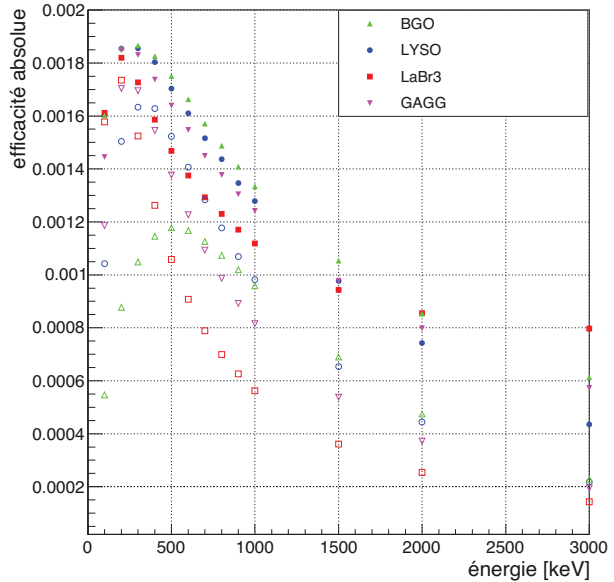
À partir de 1,5 MeV, les efficacités de détection du LaBr_3 et du GAGG deviennent meilleures que celles du LYSO et du BGO. Il n'y a pas d'explication physique à ce phénomène. Si l'on fait une sélection en énergie de $\pm 10\%$ de l'énergie déposée dans la caméra par rapport à l'énergie des photons incidents, ce phénomène n'apparaît plus et l'efficacité de détection diminue en fonction de l'énergie avec le comportement attendu (efficacité la meilleure pour le scintillateur le plus dense). Le BGO semble, dans ces conditions, être un choix pertinent comme choix d'absorbeur. La seule caractéristique des scintillateurs mis en avant dans cette simulation est la densité. Le temps de décroissance et la résolution en énergie des scintillateurs sont par contre essentiels pour l'application en hadronthérapie où il est mesuré le temps de vol des particules et que l'énergie initiale des particules n'est pas connue. Le meilleur absorbeur pour l'application d'imagerie médicale n'est donc pas forcément celui optimisé pour l'hadronthérapie où d'autres contraintes sont à considérer.

TABLE 3.1 – Caractéristiques intrinsèques des quatre cristaux scintillateurs comparés dans les simulations. Le prototype de caméra Compton est actuellement composé de 100 blocs de cristaux BGO striés.

	BGO	Ce :LYSO	LaBr_3	Ce :GAGG
Rendement lumineux [photons/MeV]	9000	32 000	63 000	46 000
Pic d'émission [nm]	480	420	380	520-530
Densité [g/cm^3]	7,13	7,1	5,06	6,63
Temps de décroissance [ns]	300	41	16	90
Résolution intrinsèque en énergie [%]	12	7,9	3,0	5,2



(a)



(b)

FIGURE 3.10 – Résolution angulaire de la caméra (a) et son efficacité (b) en fonction de l'énergie des photons incidents pour quatre cristaux scintillateurs différents. Une coupure en énergie sur l'énergie collectée par la caméra à $\pm 10\%$ de l'énergie initiale du photon incident est réalisée.

3.3.2 Analyse des paramètres réglables par l'opérateur

Cette analyse regarde les paramètres qui sont facilement ajustables par l'opérateur sans développements instrumentaux supplémentaires. Ces paramètres sont : la distance source – diffuseur ($d0$) et la distance diffuseur – absorbeur ($d2$). Pour ces simulations, les détecteurs sont toujours considérés comme parfaits et l'élargissement Doppler est pris en compte. Une fois le prototype construit, ce seront les seuls paramètres (avec le bruit électronique du diffuseur via la température des détecteurs) sur lesquels on pourra agir pour améliorer les performances de la caméra.

3.3.2.1 Distance source – diffuseur : $d0$

La distance ($d0$) entre la source et le 1^{er} plan de détecteur silicium du diffuseur varie de 5 cm à 80 cm. La distance entre le dernier diffuseur et l'absorbeur est fixe à 15 cm. Cette étude est faite pour différentes énergies de photons incidents : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. La figure 3.11(a) montre la variation de la résolution angulaire en fonction de la distance $d0$ et la figure 3.11(b) l'efficacité absolue de la caméra en fonction de cette même distance.

La résolution angulaire ne varie quasiment pas en fonction de la distance $d0$. La résolution spatiale des détecteurs étant parfaite, la distance $d0$ ne va pas améliorer l'incertitude sur les positions d'interaction des photons dans le diffuseur et l'absorbeur. En outre, une résolution angulaire constante induit que l'incertitude du point reconstruit projeté sur le plan d'émission se dégrade. C'est pourquoi plus le diffuseur est éloigné de la source radioactive et plus la résolution spatiale de la caméra se dégrade.

En ce qui concerne l'efficacité de la caméra, elle se détériore avec la distance. Avec l'enceinte thermique utilisée pour refroidir les plans de détecteurs silicium actuellement, la distance minimale $d0$ atteignable se situe au moins à 10 cm de la source radioactive (en prenant en compte la localisation de l'organe dans le patient).

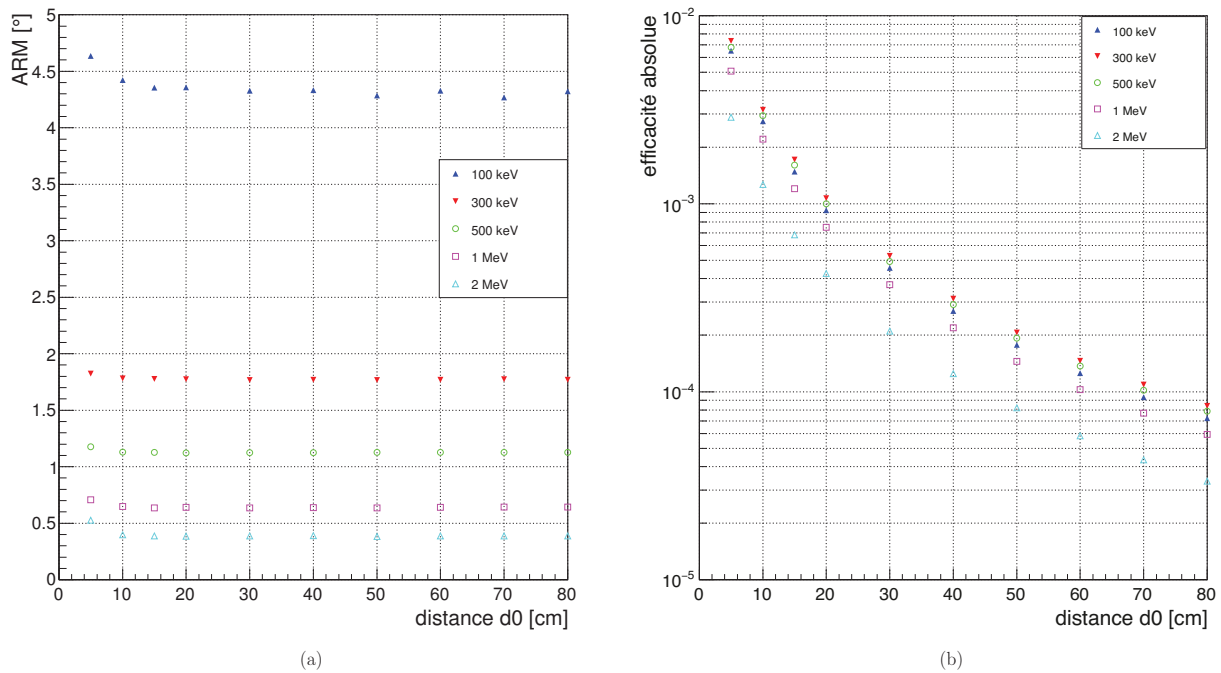


FIGURE 3.11 – Variation de la résolution angulaire (a) et de l'efficacité de détection de la caméra Compton (b) en fonction de la distance source – 1^{er} plan de détecteur silicium. Résultats pour des énergies de photons gamma de 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 1,5 MeV.

3.3.2.2 Distance diffuseur – absorbeur

La distance entre le dernier plan de détecteur silicium du diffuseur et l'absorbeur varie de 5 cm à 80 cm. La distance entre le 1^{er} plan de détecteur silicium du diffuseur et la source est fixe à 10 cm. Cette étude est faite pour différentes énergies de photons incidents : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Les simulations sont faites dans la configuration de référence. La figure 3.12 représente la variation de la résolution angulaire en fonction de la distance $d2$ ainsi que l'efficacité de détection pour les énergies de photons listées ci-dessus.

Les observations sont les mêmes que pour la variation de $d0$. La résolution angulaire s'améliore peu avec l'éloignement du BGO dans les conditions de référence (0,3° à 1 MeV entre 5 cm et 80 cm). La distance $d2$ va jouer sur l'impact de la dégradation apportée par la résolution spatiale des détecteurs. Étant donné que la résolution spatiale n'est pas prise en compte dans cette simulation (première interaction dans l'absorbeur), la résolution angulaire est peu dégradée. À faible énergie, l'éloignement de l'absorbeur permet d'éliminer les photons ayant un angle de diffusion important et donc une incertitude sur le positionnement de la source associée supérieure. L'efficacité de détection de la caméra diminue avec la distance $d2$. Une meilleure efficacité est trouvée pour les photons de 300 keV que les photons de 100 keV, car le maximum d'efficacité de la caméra est pour des photons de 300 keV.

Dans des conditions de détecteurs parfaits, il faut donc avoir l'absorbeur le plus proche possible du diffuseur pour optimiser les performances.

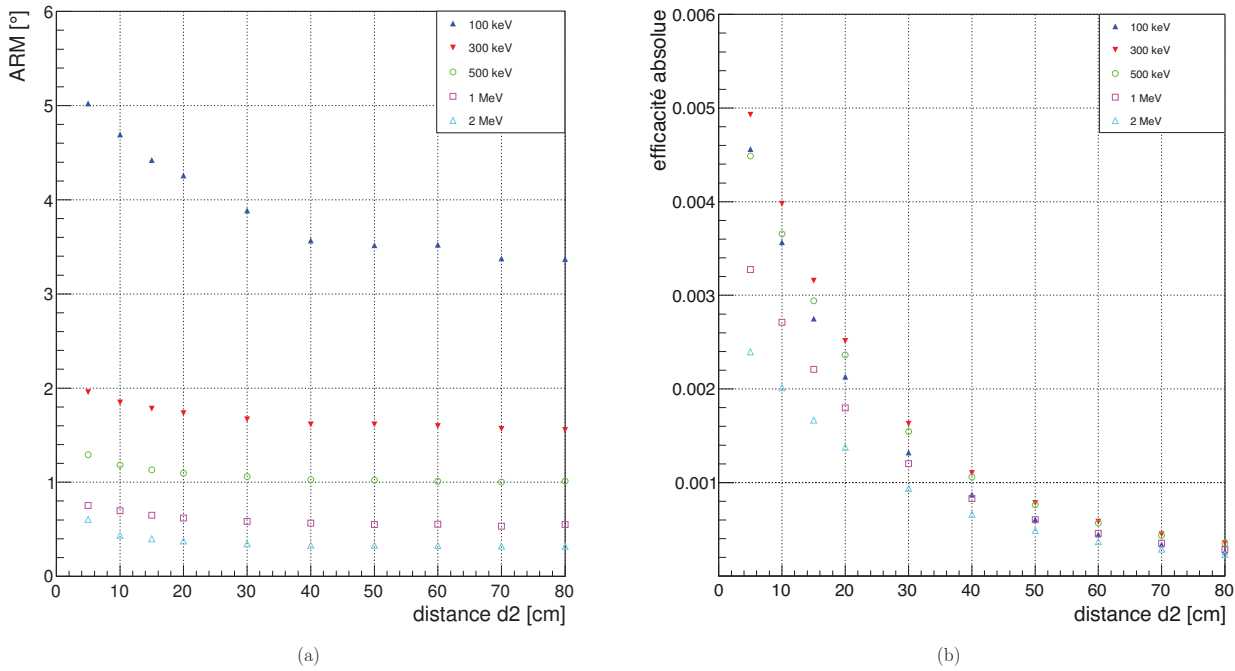


FIGURE 3.12 – Variation de la résolution angulaire (a) et de l'efficacité de détection de la caméra Compton (b) en fonction de la distance diffuseur – absorbeur. Résultats pour des énergies de photons gamma : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV.

J'ai fait une deuxième étude de la variation de $d2$ mais cette fois-ci avec les paramètres de détecteurs réalistes. Les résolutions en énergie et spatiales (x, y) ont ainsi été appliquées sur les données. La figure 3.14(a) montre la variation de la résolution angulaire en fonction de l'énergie des photons incidents pour quatre distances de $d2$: 15 cm, 30 cm, 45 cm et 60 cm. Pour une énergie inférieure à 300 keV, la résolution angulaire se détériore avec l'augmentation de la distance $d2$. Par contre, après 300 keV, la résolution angulaire s'améliore en augmentant $d2$. En comparaison avec les simulations où les résolutions spatiales (x, y) sont parfaites, l'augmentation de la distance $d2$ améliore la résolution angulaire, car l'incertitude sur le point d'interaction dans l'absorbeur diminue. La résolution angulaire est ainsi améliorée de près de 1° à 1 MeV entre 15 et 60 cm. La distance $d2$ est donc un paramètre important à optimiser, car elle va diminuer la dégradation de la résolution angulaire induite par les résolutions spatiales des détecteurs.

L'efficacité de détection de la caméra diminue quant à elle d'un facteur 2 dès que l'on augmente la distance $d2$ par un facteur 2. La perte d'efficacité de la caméra en augmentant $d2$ comparé à la perte de résolution en diminuant $d2$ semble inciter à vouloir privilégier le gain d'efficacité plus important que le gain en résolution angulaire. Cependant, un compromis est à trouver entre optimisation de la résolution angulaire et de l'efficacité de détection.

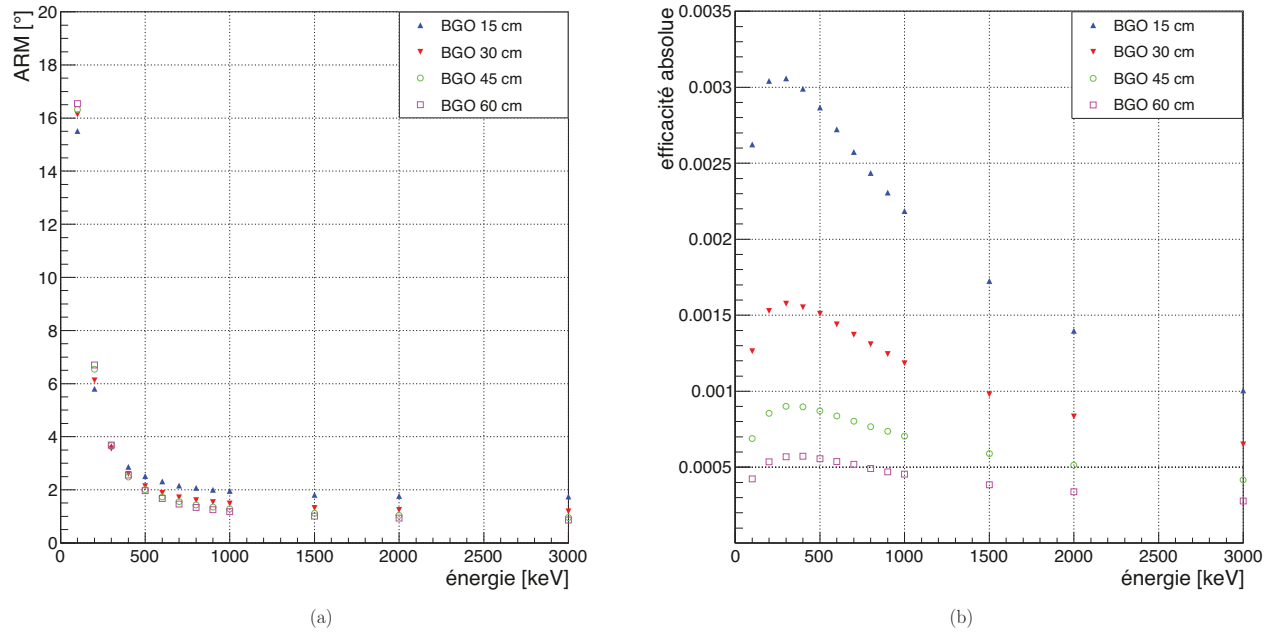


FIGURE 3.13 – Variation de la résolution angulaire (a) et de l'efficacité de détection de la caméra Compton (b) en fonction de la distance diffuseur – absorbeur. Résultats pour des énergies de photons gamma de 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Comparé à la figure 3.12, les détecteurs sont réalistes avec les résolutions en énergie et spatiales appliquées.

3.3.3 Bilan

Je viens de présenter les différents paramètres jouant sur les performances de la caméra Compton pour une application en médecine nucléaire. Au vu des différents résultats, j'ai estimé la part de chaque paramètre dans la résolution angulaire obtenue pour des détecteurs réalistes. Le tableau 3.2 reprend les résultats en fonction de l'énergie des photons incidents. Pour les photons de 100 keV, les deux paramètres dégradant la résolution angulaire sont l'effet Doppler et la résolution en énergie du diffuseur (ENC). À 500 keV, tous les paramètres ont une part égale dans la dégradation de la résolution angulaire. À partir de 1 MeV, la résolution angulaire (x, y) de l'absorbeur est le point dégradant de la résolution angulaire. En reculant l'absorbeur par rapport au diffuseur, l'incertitude sur le point d'interaction dans l'absorbeur va diminuer et donc la résolution angulaire va s'améliorer. Pour les faibles énergies, il est donc difficile d'améliorer les performances par contre, pour les énergies plus élevées, le réglage de la distance $d2$ peut optimiser la résolution angulaire (au détriment de l'efficacité de détection). La distance $d0$ n'influe pas sur l'ARM qui reste constante en fonction de l'énergie, mais cela implique la dégradation sur la résolution spatiale. La présence d'un fantôme en PMMA devrait dégrader l'ARM en fonction de $d0$ à cause des diffusions dans le fantôme qui vont modifier l'angle solide d'émission des photons. Enfin, l'efficacité de détection se dégrade avec l'augmentation de l'énergie des photons et elle atteint un maximum à 300 keV.

La figure 3.14 donne la résolution angulaire et l'efficacité de détection pour trois situations en fonction de l'énergie : des détecteurs parfaits avec l'effet Doppler, des détecteurs parfaits avec l'effet Doppler et un ENC de 200 e-/s et enfin des détecteurs réels. Des détecteurs réels signifient l'application d'une résolution en énergie du diffuseur (ENC de 200 e-/s), une résolution spatiale du diffuseur de $1.4 \text{ mm}/\sqrt{12}$, une résolution spatiale de l'absorbeur de 5 mm (FWHM). Le point d'interaction dans l'absorbeur est choisi comme le barycentre des

interactions du photon diffusé avec comme profondeur d'interaction le milieu de l'absorbeur. La distance d_0 est de 10 cm et la distance d_2 est de 15 cm. La figure confirme le tableau 3.2 concernant les paramètres influençant la résolution angulaire.

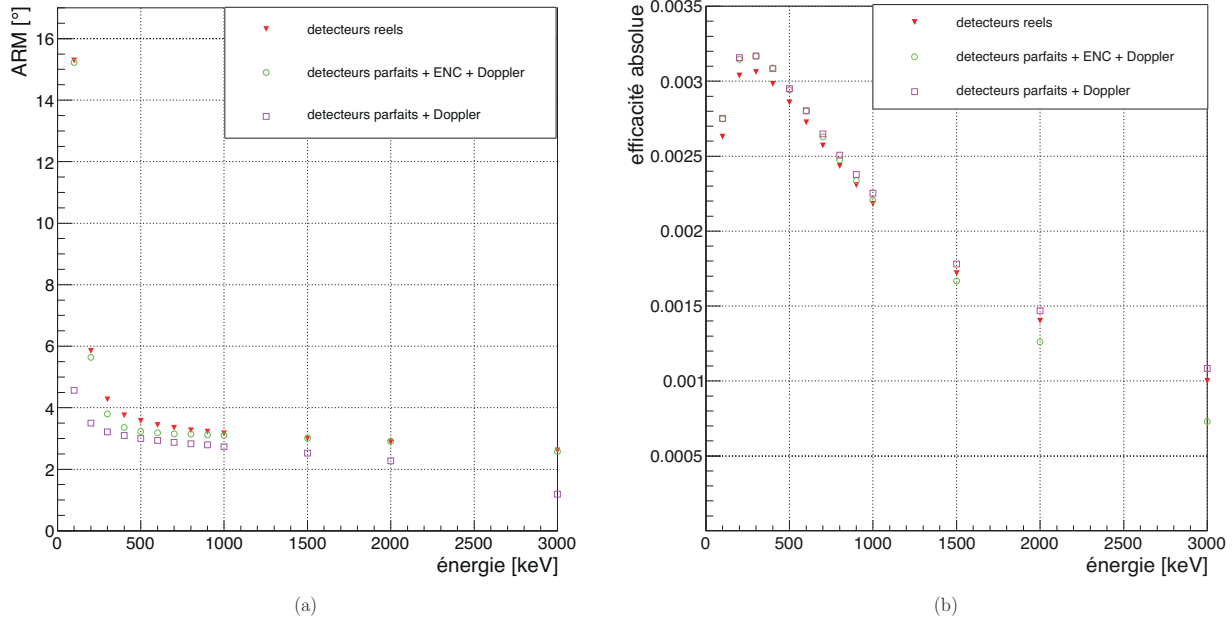


FIGURE 3.14 – Influence de l'effet Doppler, de l'ENC et de détecteurs réels sur la résolution angulaire et l'efficacité de la caméra Compton en fonction de l'énergie des photons incidents.

TABLE 3.2 – Influence de chaque paramètre jouant sur la résolution angulaire de la caméra Compton en fonction de l'énergie des photons incidents. Les résultats sont obtenus pour une distance source – diffuseur de 10 cm et pour une distance diffuseur – absorbeur de 15 cm.

Énergie [keV]	Contribution des paramètres [°]				Résolution angulaire totale [°]	Efficacité [10 ⁻⁴]
	Doppler	ENC	Résolution spatiale (x,y) BGO	Profondeur BGO		
100	4,7	10,5	0,1	0	15,3	34
300	1,8	0,6	0,6	1,4	4,3	39
500	1,1	0,2	0,9	1,8	3,6	37
1000	0,6	0	1	1,5	3,2	28
2000	0,4	0	1	1,5	2,9	18

3.3.4 Reconstruction LM-MLEM

À partir des simulations réalisées avec le dispositif décrit précédemment et des détecteurs réels modélisés, j'ai reconstruit la position de la source radioactive avec un algorithme itératif LM-MLEM développé pour cette caméra. J'ai réalisé la reconstruction de la source pour cinq énergies de photons différentes : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Je présente figure 3.16 la reconstruction de la source pour des photons de 100 keV dans le plan (x,y) (a) et dans le plan (y,z) (b). Les profils associés à ces reconstructions sont la projection de l'ensemble des plans du volume sur y et sont présentés en (c) et (d). La figure 3.17 présente les mêmes résultats pour des photons incidents de 1 MeV. Les résultats sont donnés pour 15 itérations. À 100 keV, la largeur à mi-hauteur du profil en y est de 3,3 cm ce qui correspond à une résolution angulaire de $15,4^\circ$. Ce résultat est conforme aux résultats trouvés précédemment. Le profil en z est mauvais et ne permet pas de reconstruire la position de la source dans la direction perpendiculaire à la caméra. Il faudrait utiliser une deuxième caméra Compton placée à 90° pour lever cette incertitude sur la position de la source en z .

En ce qui concerne la reconstruction de la source à 1 MeV, la résolution spatiale atteinte pour le point source suivant y est de 3,4 mm. La résolution suivant la direction z est quant à elle de 1,1 cm. Comme pour une énergie de 100 keV, l'utilisation d'une deuxième caméra ou l'acquisition de données à 90° pourrait lever l'incertitude suivant z . Cependant, la reconstruction à 1 MeV montre qu'une reconstruction de la source en trois dimensions est possible même si l'information en profondeur est peu précise. Une étude sur le nombre d'itérations à réaliser doit être effectuée pour optimiser le résultat. La figure 3.15 montre l'évolution de la résolution spatiale (FWHM) (en y) en fonction du numéro de l'itération réalisée pour les différentes énergies de photons utilisés. L'itération 15 ne semble pas être l'optimum et peut-être que quelques itérations supplémentaires sont à réaliser afin d'atteindre de meilleures performances. Il est à noter qu'environ 30 minutes sont nécessaires pour calculer une itération avec 100 000 événements.

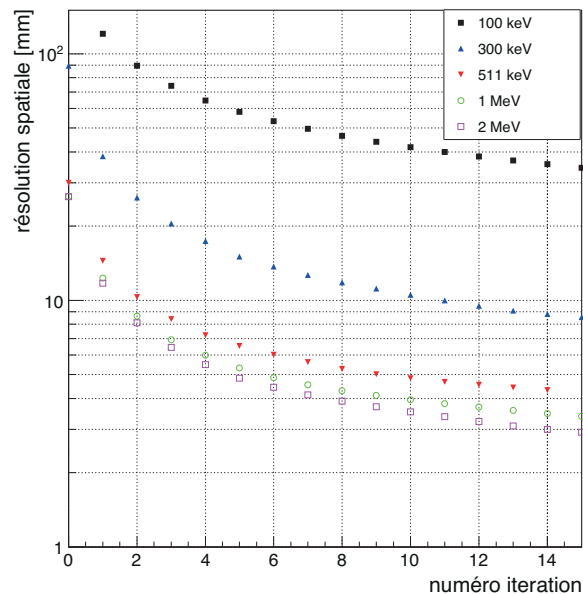


FIGURE 3.15 – Évolution de la résolution spatiale (FWHM) en fonction du numéro de l'itération de l'algorithme pour différentes énergies de photons incidents.

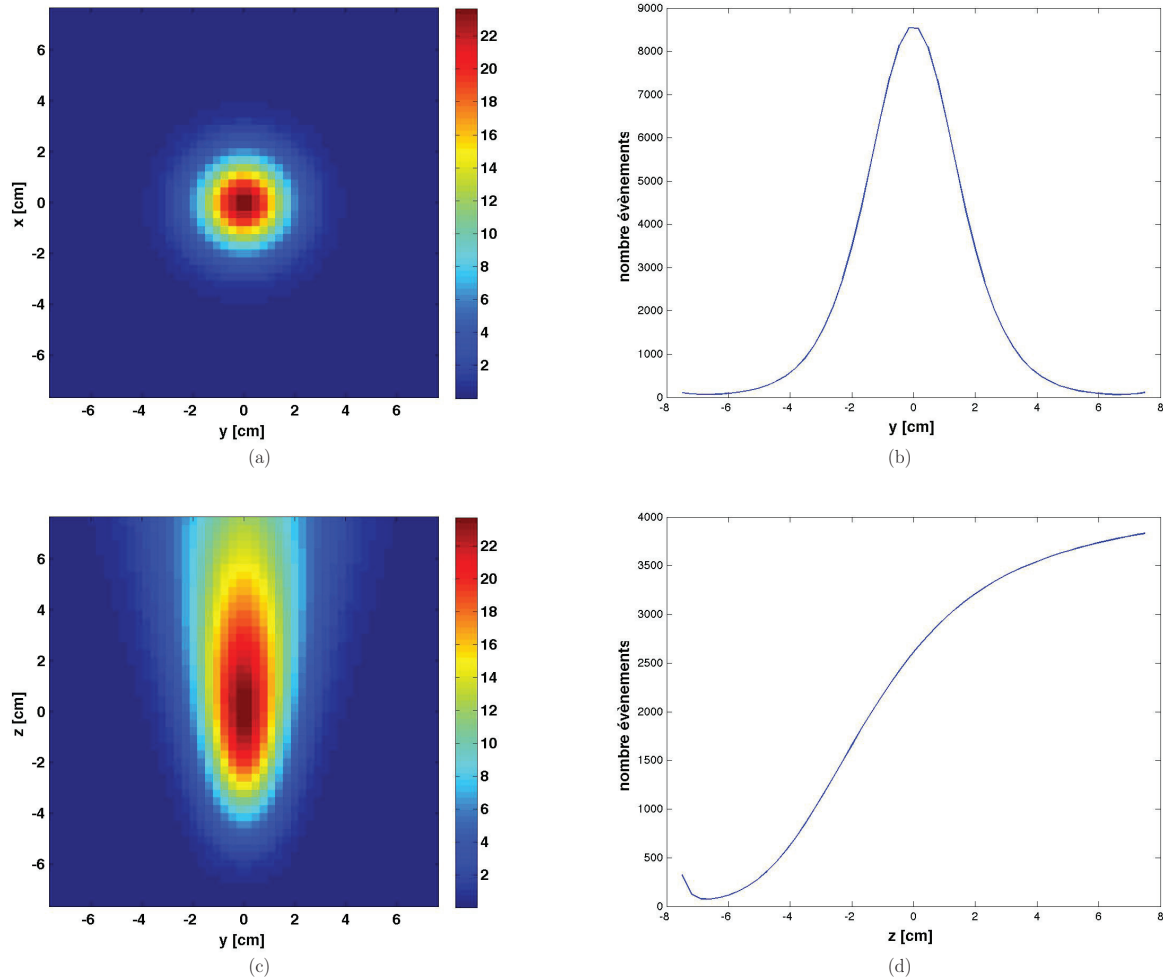


FIGURE 3.16 – Reconstructions 2D de la position de la source pour le plan (x,y) (a) parallèle à la caméra et le plan perpendiculaire (y,z) (c). Les profils associés sont les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y (b) et sur l'axe z (d). Les résultats correspondent à 15 itérations pour des photons monoénergétiques de 100 keV.

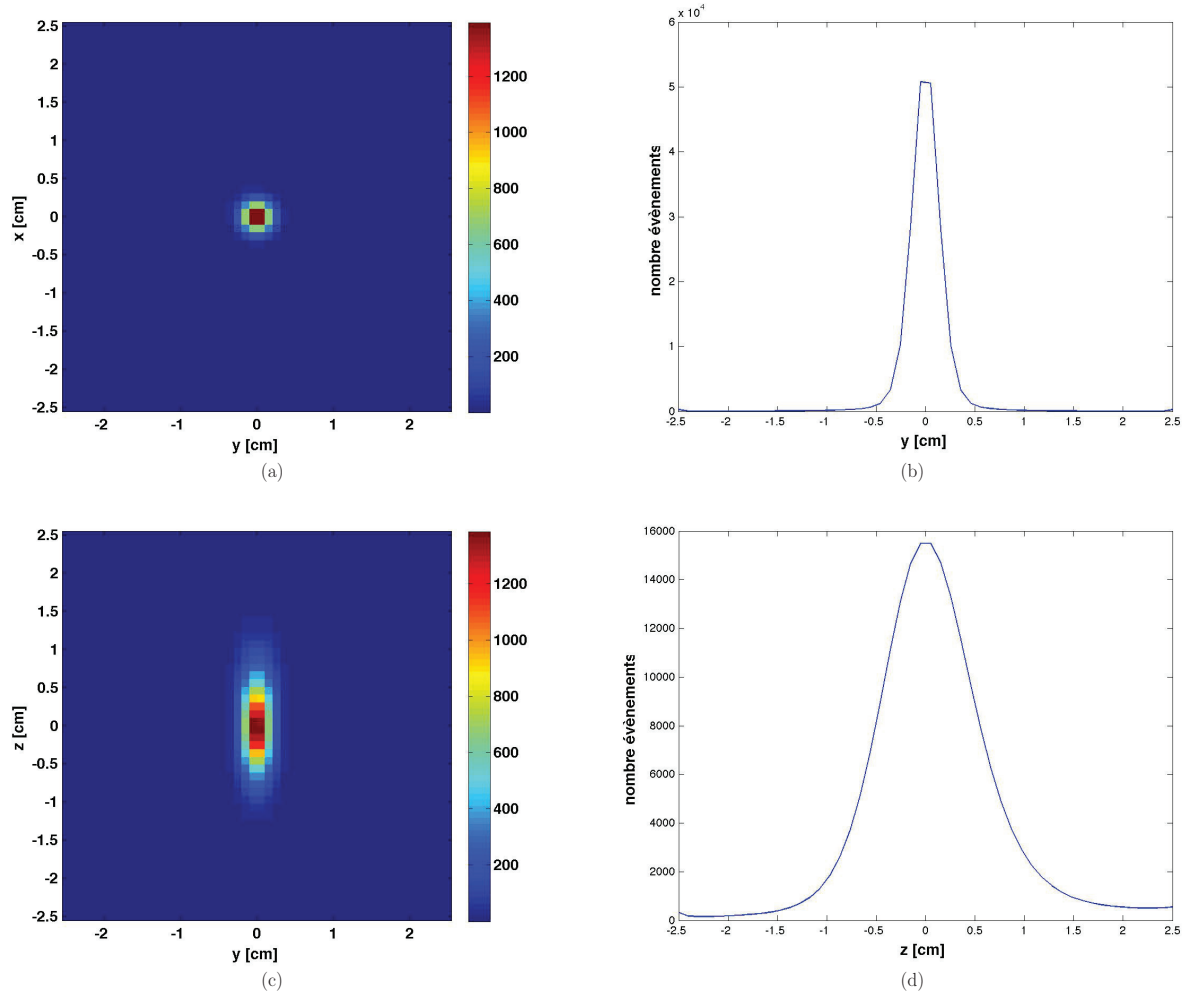


FIGURE 3.17 – Reconstructions 2D de la position de la source pour le plan (x,y) (a) parallèle à la caméra et le plan perpendiculaire (y,z) (c). Les profils associés sont les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y (b) et sur l'axe z (d). Les résultats correspondent à 15 itérations pour des photons monoénergétiques de 1 MeV.

3.3.5 Conclusion et perspectives

3.3.5.1 Conclusion

Cette étude Monte Carlo sur les performances de la caméra Compton pour la médecine nucléaire offre une vision d'ensemble des paramètres influençant les performances de la caméra. La contribution de chaque paramètre dans la résolution angulaire finale n'est pas triviale même si les sources de dégradation principales peuvent être identifiées. De plus, les sources de dégradations changent en fonction de l'énergie des photons incidents ce qui permet d'orienter l'utilisation de la caméra Compton pour une gamme en énergie privilégiée.

L'effet de l'élargissement Doppler dans le diffuseur a pour conséquence la modification de la distribution angulaire du photon diffusé et une modification de la dose déposée par le photon incident. Cet effet est surtout présent à faible énergie et détériore par exemple de plus de $4,7^\circ$ la résolution angulaire à 100 keV. À partir de 500 keV, l'impact de l'effet Doppler devient inférieur à 1° (figure 3.5). L'effet Doppler est donc un premier paramètre intrinsèque limitant l'utilisation de la caméra à faible énergie.

L'avantage de la médecine nucléaire est que l'énergie des photons incidents est connue (propre au radioisotope utilisé). Il est donc fait l'hypothèse dans la formule du calcul de l'angle de diffusion Compton que l'énergie totale déposée est celle du photon initial (équation 3.1). Seule l'énergie déposée dans le diffuseur est utilisée et donc seulement la résolution en énergie du diffuseur va impacter la résolution angulaire. La résolution en énergie du silicium est définie par la somme quadratique du bruit électronique de la chaîne d'acquisition et de l'énergie déposée dans le silicium. À 100 keV, la résolution angulaire se dégrade rapidement en fonction de l'ENC (figure 3.6). Dans les simulations d'un dispositif réel, je prends un ENC de 200 e-/s ce qui correspond à une résolution en énergie de 1,8 keV (FWHM) à 100 keV. Pour un ENC de 200 e-/s à 100 keV, la résolution angulaire obtenue est de $15,2^\circ$ ce qui correspond à une dégradation de $10,5^\circ$ par rapport à la résolution angulaire obtenue seulement avec l'effet Doppler. Pour les faibles énergies, l'ENC est la source principale de dégradation de la résolution angulaire de la caméra. Il ne semble par réaliste d'utiliser la caméra Compton pour faire un examen de médecine nucléaire avec le radioisotope le plus utilisé actuellement en clinique qui est le ^{99m}Tc et qui émet des photons de 140 keV. Pour les énergies supérieures à 500 keV, la résolution angulaire n'est dégradée qu'à partir d'un ENC de 600 e-/s. Suite aux premières mesures de courant de fuite réalisées sur les plans de détecteur silicium, un ENC de 100 e-/s est atteint pour une température de -25°C . De plus, à $+20^\circ\text{C}$, la valeur de l'ENC est déjà de 350 e-/s et à plus de 450 e-/s pour $+30^\circ\text{C}$. Avec l'enceinte thermique refroidissant les plans de détecteur silicium à -20°C , l'ENC ne devrait pas poser problème pour des photons d'énergie supérieure à 500 keV.

Les blocs de scintillateur BGO utilisés pour l'absorbeur ne permettent pas de remonter à l'information de la profondeur d'interaction du photon dans le bloc. Cette incertitude de position joue sur l'orientation de l'axe du cône Compton. La dégradation sur la résolution angulaire de la caméra est de $1,5^\circ$ pour les photons de plus de 500 keV. Des solutions technologiques existent à présent afin de pouvoir obtenir la profondeur d'interaction de photons dans des scintillateurs. Hamamatsu développe par exemple un absorbeur composé de quatre couches de scintillateurs avec chacun son électronique associée (lecture par MCCP ou *multi-pixel photon counter*) pour une application en TEP [Omura et al., 2012]. Une autre possibilité proposée par General Electrics est d'utiliser deux détecteurs APD (*avalanche photodiode*) sur chaque face du bloc scintillateur est de mesurer l'amplitude du signal en énergie. En faisant l'histogramme 2D des signaux d'entrée et de sortie du scintillateur, on peut remonter à la profondeur d'interaction [K. C. Burr, 2004, Burr et al., 2005]. Si l'absorbeur de la caméra doit être changé dans les prochaines années, ces possibilités (ou d'autres) pourront être envisagées.

La résolution spatiale de l'absorbeur est un autre paramètre important dans la dégradation de la résolution angulaire pour les photons de plus de 500 keV. Cette dégradation peut être compensée par l'éloignement de l'absorbeur, ce qui diminuera l'incertitude relative sur le positionnement de la position d'interaction du photon. L'amélioration de la résolution angulaire se ferait alors au détriment de l'efficacité de détection. La résolution spatiale de l'absorbeur n'est pas encore estimée pour le moment. Il est donc difficile de connaître le réel impact de cette résolution sur les performances de la caméra Compton.

Par ailleurs, le scintillateur BGO utilisé actuellement est satisfaisant en terme d'efficacité de détection, car, ne regardant pas l'énergie déposée dans l'absorbeur, la seule caractéristique importante est la densité du scintillateur pour optimiser la probabilité d'absorption totale du photon diffusé. Comparé aux trois autres matériaux étudiés, le BGO est le plus dense avec le LYSO. Le prix actuel des scintillateurs LYSO ne permet pas de fabriquer un absorbeur de la dimension du prototype développé. Bien entendu, cette remarque ne s'applique pas pour l'utilisation de la caméra Compton pour le contrôle en ligne en hadronthérapie où la résolution en énergie

et le temps de décroissance sont importants.

En ce qui concerne la distance entre la source et le diffuseur d_0 (figure 3.11), la résolution angulaire est constante. Cependant, une résolution angulaire constante veut dire que la résolution spatiale projetée sur le plan de la source va augmenter linéairement avec la distance d_0 . L'objectif est donc de se trouver au plus près de la source radioactive. Une distance minimale d_0 de 10/15 cm semble réaliste en fonction de la profondeur de l'organe à imager. La modélisation d'un fantôme en PMMA devrait dégrader les résultats obtenus à cause de la diffusion des photons dans le fantôme et la modification de l'angle entre la caméra et la source.

Pour la distance entre le diffuseur et l'absorbeur d_2 (figure 3.12), la résolution angulaire varie peu pour des détecteurs parfaits et l'utilisation de la première interaction dans l'absorbeur. L'efficacité de détection diminue quasiment avec la diminution de l'angle solide ($1/d^2$). Une petite différence est notée due à l'imprécision du calcul de l'angle solide non trivial et à la diffusion du photon dans le diffuseur en premier lieu. Si on regarde les performances de la caméra pour des détecteurs réalistes (figure 3.13) et une interaction dans l'absorbeur placée au milieu de celui-ci, la résolution angulaire s'améliore en augmentant la distance d_2 . La distance d_2 corrige bien l'incertitude liée à la position de l'interaction dans l'absorbeur. Avec l'utilisation de l'enceinte thermique pour le diffuseur (43 cm de profond), la distance réaliste entre le dernier plan de diffuseur et l'absorbeur sera de 35 – 40 cm environ. L'efficacité absolue de détection devrait être aux alentours de 10^{-3} par photon incident de 1 MeV.

Le prototype de caméra Compton développé atteint une résolution spatiale de 10 mm à partir d'une énergie de photons incidents de 300 keV ($4,2^\circ$ de résolution angulaire) et une efficacité de détection de $3,05 \times 10^{-3}$ par photon. Pour une énergie de photons incidents de 364 keV (source d'I-131), il est utilisé pour un examen TEMP une caméra Anger avec un collimateur HEGP (*High Energy General Purpose*). La résolution spatiale du système atteinte est de 12 mm avec une efficacité $4,3 \times 10^{-5}$ pour une caméra *Infinia* de *General Electrics*. La caméra Compton présente donc de meilleures performances qu'une caméra Anger clinique à partir d'énergie de 300 keV. Il n'est pas utilisé de radioisotopes d'énergie supérieure à l'iode-131 en routine clinique actuellement. En outre, la caméra Compton trouve un compromis résolution angulaire – efficacité de détection pour des photons de 1 MeV. À cette énergie, la résolution spatiale (avec $d_0 = 10$ cm) est de 7,4 mm (FWHM) et une efficacité de $2,4 \times 10^{-3}$ par photon incident. Les reconstructions 3D avec l'algorithme MLEM montrent que le caméra Compton peut même atteindre une résolution spatiale de 3,3 mm (FWHM) après 15 itérations à une distance d_2 de 15 cm. Il est également possible d'avoir une information en trois dimensions avec une seule position d'acquisition de la caméra même si la précision de la caméra dans la direction perpendiculaire est moindre (1,1 cm (FWHM) à 1 MeV). Avec l'efficacité de détection, la reconstruction de la position de la source en trois dimensions est l'avantage de la caméra Compton par rapport à une caméra Anger clinique.

La modélisation d'un fantôme en PMMA devrait dégrader les résultats obtenus dans cette étude à cause de la diffusion Compton des photons (perte d'énergie du photon dans le fantôme ou modification de l'angle solide sous lequel la caméra voit la source).

3.3.5.2 Perspectives

Cette première analyse par simulation Geant4 des performances de la caméra Compton pour une application en médecine nucléaire permet de dire que cette caméra possède un certain potentiel et que son utilisation en clinique paraît, à première vue, possible. Il est bien évident qu'un travail de simulation Monte Carlo avec des modélisations de fantômes puis de patient est nécessaire pour statuer sur les réelles performances de la caméra. Ces simulations devront permettre de prendre en compte l'influence de la diffusion des photons et de leur atténuation dans le patient modélisé (cylindre en PMMA par exemple). Des images scanner de patients pourront ensuite être utilisées pour simuler la direction et l'énergie des photons sortant du patient. Ces simulations devront également explorer l'utilisation de deux ou trois caméras Compton en même temps. Le fait d'avoir plusieurs caméras augmenterait l'efficacité de détection et améliorerait la reconstruction de la position de la source en trois dimensions. En effet, même si la reconstruction Compton autorise une reconstruction en trois dimensions avec une acquisition, la précision obtenue dans la direction perpendiculaire à la caméra est limitée. Un travail d'optimisation de l'algorithme itératif MLEM utilisé actuellement devra être effectué pour prendre en compte l'atténuation des photons dans le patient, la résolution spatiale des détecteurs, l'utilisation de plusieurs caméras Compton. Ces améliorations devront bien entendu se faire grâce à une connaissance des performances instrumentales la plus exacte possible. Il faudra également optimiser le temps de calcul de l'algorithme qui ne permet pas actuellement de traiter rapidement les données. Pour une itération et 200 000 événements à

reconstruire avec une matrice de $50 \times 50 \times 50$ voxels, un ordinateur portable prend un peu plus d'une heure (2,53 GHz et deux coeurs). Enfin, une étude doit être réalisée pour permettre de définir un critère sur le nombre d'itérations nécessaire. Ce critère pourrait être l'obtention d'une résolution spatiale à mi-hauteur constante (palier atteint) ou un nombre d'événements minimum reconstruits en deçà duquel il ne faudra pas descendre. En parallèle du travail de simulation encore nécessaire, le début de la caractérisation des détecteurs du prototype de la caméra Compton (puis de la caméra complète) donnera les performances réelles de la caméra pour la détection d'une source ponctuelle. Les tests avec une source ponctuelle en laboratoire ne devraient pas poser problème, car il est facile d'avoir des sources ponctuelles comparé aux tests de la caméra Compton nécessitant un faisceau d'ions pour l'application en hadronthérapie. Ce travail de caractérisation des détecteurs et de la caméra est un travail qui prendra du temps sachant qu'il faut développer les programmes d'acquisition et de traitement des données. La distance entre le diffuseur et l'absorbeur étant un facteur important, une optimisation devra être trouvée. Les résultats de la caractérisation des détecteurs permettront d'avoir de réaliser de nouvelles simulations plus réalistes.

La prochaine étape est la preuve de concept en conditions réalistes pour les simulations Monte Carlo et la caractérisation du prototype de caméra pour le côté instrumental.

La caméra Compton présente des performances meilleures que les caméras Anger actuelles pour un examen TEMP avec des photons supérieurs à 300 keV. Le radioisotope d'énergie la plus élevée utilisé en clinique est l'I-131 avec une émission à 364 keV. Il n'est pas utilisé de radioisotope avec des énergies plus importantes, car il n'existe pas de caméra capable de les détecter (hors PET) et que plus l'énergie des photons est élevée, et plus des problèmes de radioprotection pour le patient et le personnel se posent. En effet, une fois le patient injecté, il devient une source radioactive pour les personnes l'entourant (proches et personnel médical). La période de demi-vie du radioisotope doit donc être courte, mais suffisamment longue pour pouvoir réaliser l'examen. Pour exemple, la période de demi-vie du ^{99m}Tc est de 6h. Ainsi, plus l'énergie du photon est élevée, et plus il sera pénétrant dans la matière et plus les protections autour du patient devront être importantes. Il est dur de trouver des isotopes possédant les caractéristiques recherchées : période de demi-vie de quelques heures, émission d'un seul photon aux environs de 1 MeV, facilement combinable avec une molécule chimique pour faire un radiopharmaceutique. Si aujourd'hui on trouvait un radioisotope possédant ses caractéristiques, il y aurait plusieurs étapes à suivre : le produire en grande quantité, qu'il soit stable, que sa chimie soit compatible avec les molécules chimiques, faire valider le radiopharmaceutique pour la mise sur le marché. L'ensemble de ces étapes peut prendre une dizaine d'années.

Il existe cependant certains radioisotopes identifiés qui décroissent par émission β^+ et par émission de photons gamma. Pour le moment, ces radioisotopes ne sont pas utilisés en clinique pour les examens TEP, car les photons gamma émis ne sont pas utilisés et sont donc considérés comme nuisibles (en termes de radioprotection). Un radioisotope peut être intéressant pour l'application de la caméra Compton : le scandium-44 [Roesch, 2012]. Il émet en effet des photons gamma d'énergie 1,157 MeV avec une émission à 100% par désintégration et demi-vie physique de 3,97 heures. Avec un radioisotope de ce type, la caméra Compton pourrait être utilisée de différente manière :

- seule : détection du photon de haute énergie et les deux photons de 511 keV sont ignorés ;
- combinaison avec une caméra TEP : amélioration de la localisation de la source radioactive sur la ligne de réponse (LOR) ;
- utilisation de plusieurs caméras Compton pour détecter les trois photons gamma émis.

Chacune de ces possibilités peut être étudiée même si dans un premier temps, une utilisation de la caméra seule paraît plus simple à mettre en œuvre.

4

Développements instrumentaux

Sommaire

4.1	Diffuseur	90
4.1.1	Performances recherchées	91
4.1.2	Électroniques analogique et numérique	92
4.1.3	Mesure du courant de fuite des plans de détecteurs silicium	95
4.1.4	Performances d'un petit prototype de DSSD	107
4.1.5	Mécanique associée au diffuseur	111
4.1.6	Prochaines étapes	112
4.2	Hodoscope	112
4.2.1	Description	112
4.2.2	Avancement du développement	113
4.2.3	Prochaines étapes	114
4.3	Absorbeur	115
4.3.1	Description	115
4.3.2	Caractérisation d'un bloc BGO	118
4.3.3	Prochaines étapes	119
4.4	Intégration générale de la caméra Compton	120
4.4.1	Prochaines étapes	120
4.5	Système d'acquisition μ-TCA	122
4.5.1	Gestion des coïncidences	122
4.5.2	Transmission des données vers le PC d'acquisition	123
4.5.3	Acquisition des données sur un ordinateur	123
4.6	Flux de données et <i>slow control</i>	124
4.6.1	Format des données physiques	125
4.6.2	Débit de flux de données	128
4.6.3	Format des données de contrôle et de configuration	130
4.6.4	Le <i>slow control</i>	130
4.7	Conclusion	131

À la suite de premiers calculs préliminaires, la décision de construire un prototype de caméra Compton pour le contrôle en ligne de l'hadronthérapie a été prise à Lyon. Des études Monte Carlo sur la conception de la caméra Compton [M. H. Richard, 2011, F. Roellinghoff, 2011] ont mené à la géométrie actuelle avec 10 plans de détecteurs silicium et la recherche d'une coïncidence entre le diffuseur et l'absorbeur. Le développement instrumental de la caméra est réparti à présent sur les trois laboratoires engagés dans la collaboration : le Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Clermont-Ferrand pour l'absorbeur, le Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) pour le système d'acquisition μ -TCA (arrivé après le début de l'ANR GamHadron) et l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL) pour le diffuseur, l'hodoscope, le *slow control* et le PC d'acquisition. À l'heure actuelle, la plupart des développements instrumentaux s'achèvent et les premiers tests en laboratoire des détecteurs devraient commencer au premier trimestre 2016.

Je présente dans ce chapitre l'état de développement de chaque détecteur constituant le prototype de la caméra Compton. Je commence par détailler les développements autour du diffuseur de la caméra dans lesquels je me suis le plus investi. Une électronique *Front End* dédiée à l'application a été développée. Deux versions d'un ASIC ont été fabriquées et la deuxième version est en cours de test. Une première version de la carte DAQ est également en cours de test et une deuxième version devrait partir en fabrication d'ici la fin de l'année. Je présente également le début de la caractérisation des plans détecteurs silicium avec la mesure des courants de fuite en fonction de la température. Les performances d'un petit détecteur silicium ont été étudiées et sont présentées. Je finis par décrire l'enceinte thermique permettant de refroidir le diffuseur.

L'hodoscope à fibres scintillantes est ensuite présenté avec son électronique et sa mécanique associées. Après cet état des lieux rapide de l'hodoscope, je fais celui de l'absorbeur en reprenant le même schéma de présentation. L'absorbeur est développé actuellement au LPC de Clermont-Ferrand. Un bref descriptif du système d'intégration mécanique global de la caméra Compton est fait (dans lequel je me suis également investi).

Le système d'acquisition est enfin présenté avec une description de la gestion des coïncidences et des transferts de données. Une estimation est réalisée des différents flux de données attendus à l'aide de données de simulations Geant4.

Je n'ai pas réalisé tous les développements, loin de là, et c'est pourquoi je précise à chaque fois mon implication dans le travail effectué s'il y a lieu.

4.1 Diffuseur

La solution technologique retenue pour la partie diffuseur du prototype de caméra Compton repose sur l'utilisation de plans de détecteurs semi-conducteurs de silicium DSSD (*Double-sided Silicon Strip Detector*). Les simulations Monte Carlo [REF Richard] ont préconisé l'utilisation de dix plans de silicium, cependant le fournisseur norvégien Sintef n'a pu fournir que sept plans de silicium de qualité acceptable. L'ajout des trois plans manquants est envisageable dans le futur. Chaque plan comprend un volume actif de silicium de $96 \times 96 \times 2 \text{ mm}^3$ et comporte soixante-quatre pistes sur chaque face. Les pistes sur les deux faces sont orthogonales entre elles. La distance entre le centre de deux pistes adjacentes (ou « pitch ») est de 1,41 mm et la largeur d'une piste est de 1,31 mm pour une longueur de piste de 90 mm. En outre, un ensemble de 23 pistes entoure les 64 pistes sur la face P. Ces pistes sont appelées anneaux de garde (ou *guard rings*) et permettent de réaliser un gradient de tension homogène de -750 V (côté intérieur du détecteur) à 0 V (côté extérieur). Le champ électrique en bordure du détecteur n'est donc pas perturbé pour les pistes extrêmes. L'anneau de garde côté silicium pour les pistes P est le seul à être relié à la haute tension. Il y a un anneau de garde côté N qui est relié à la masse. Les détecteurs sont de dopage N+. La tension de polarisation qu'il faut appliquer afin de dépléter entièrement les 2 mm de silicium et ainsi utiliser la jonction PN du semi-conducteur comme détecteur est de -750 V . Cette tension de déplétion a été fournie par le constructeur des détecteurs. Une vérification expérimentale est à faire pour s'assurer de la déplétion totale. L'expérience à faire est de mesurer le courant de fuite du détecteur en augmentant la tension. Le courant de fuite doit augmenter jusqu'à atteindre un plateau : le détecteur est alors totalement déplété. La haute tension de -750 V est appliquée du côté P de la jonction et la masse est connectée au côté N. Il est ainsi récupéré un signal induit par les trous du côté P et un signal induit par les électrons sur les pistes de la jonction N. Les courants générés par le passage d'une particule dans le volume sensible de silicium seront les mêmes des deux côtés (P et N). Le temps de collection des charges sera cependant différent, car la mobilité des électrons dans du silicium à 300 K est de $1,45 \times 10^3 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ et celle des trous de $4,5 \times 10^2 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. La charge du côté N sera donc collectée trois fois plus vite que celle du côté P. La figure 4.1 schématise la collection des charges induite par le passage d'une particule chargée dans le volume sensible d'un détecteur sili-

cium DSSD. Les trous sont collectés sur la face supérieure (côté P) et les électrons sur la face inférieure (côté N).

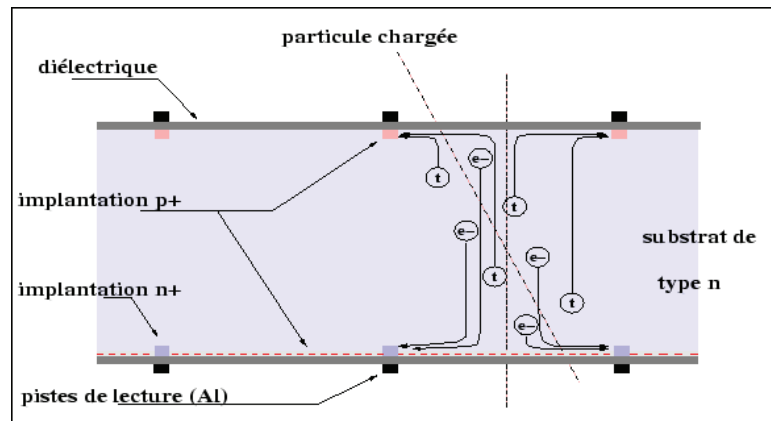


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié de la collection de charges dans un détecteur silicium double face (DSSD) après le passage d'une particule chargée dans le volume sensible. Les trous sont collectés sur le côté P et les électrons sur le côté N. Dans le cas de la caméra Compton, il y a 64 pistes sur chacune des faces et l'épaisseur de silicium est de 2 mm.

Dans le but de collecter les charges générées par le passage d'une particule dans le silicium, il est nécessaire de relier le plan de silicium à la chaîne d'acquisition électronique. Cette connexion se fait par l'intermédiaire de deux micro-câbles par piste qui s'appellent *bondings* (figure 4.2(a)). Le détecteur est scellé sur un circuit imprimé communément appelé PCB (*Printed Circuit Board*) grâce à une résine isolante appliquée dans ses quatre coins. Le collage doit résister à la dilatation mécanique due aux variations de température d'utilisation. Le collage et la réalisation des *bondings* ont pris du temps, car il a fallu trouver le procédé pour réaliser ces opérations. Ce PCB ne comporte que les résistances de polarisation et les capacités de couplage. Cette carte est ensuite connectée au PCB contenant toute l'électronique de traitement du signal et qui est appelé carte DAQ (*data acquisition*). Toute la chaîne d'acquisition a été développée par le service électronique de l'IPNL. La figure 4.2(b) montre le détecteur silicium monté sur sa carte support PCB et le tout monté sur une carte de test pour la mesure du courant de fuite.

4.1.1 Performances recherchées

Les performances attendues au niveau du diffuseur (pour chaque plan de détecteur de silicium) sont les suivantes :

- Résolution en énergie : 1 keV (FWHM) soit un bruit équivalent électronique de 100 électrons (ENC) par voie.
- Résolution spatiale : $< 1,41$ mm.
- Résolution temporelle : 15 ns (FWHM).

Les performances attendues étant élevées, une électronique analogique et une électronique numérique dédiées ont été développées à l'IPNL.

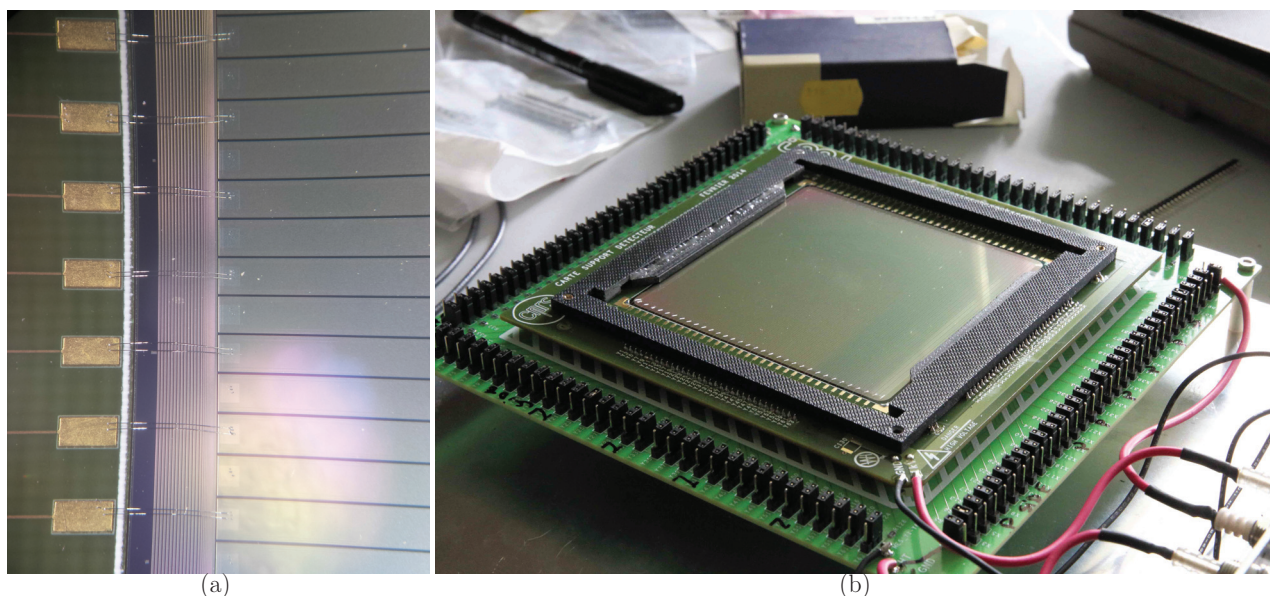


FIGURE 4.2 – À gauche se trouve une photo du *bonding* réalisé entre les pistes du détecteur silicium et la carte mezzanine PCB supportant le détecteur. Les pistes du silicium se trouvent à droite et les plots d'accueil sur le PCB se trouvent à gauche. Les anneaux de garde se situent en dessous des *bondings*. Une photo du détecteur silicium sur sa carte support et une carte test pour la mesure de courant de fuite est présentée.

4.1.2 Électroniques analogique et numérique

La chaîne d'acquisition électronique comprend une partie analogique et une partie numérique. Au regard des performances recherchées et du nombre de voies de lecture à traiter, il a été décidé de mettre sur la même carte DAQ ces deux parties. La figure 4.3 reprend le schéma de la chaîne d'acquisition et la figure 4.4 est la photo du prototype de carte DAQ actuellement en test. Les pistes côté P sont lues sur les parties haute et basse du détecteur et les pistes côté N sont lues sur la gauche et la droite du détecteur. 32 pistes sont lues par côté de détecteur. À la sortie du détecteur, le signal analogique passe en premier lieu par un ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*) de 8 voies pour amplifier le signal et le mettre en forme. Trois signaux en ressortent pour chaque voie d'entrée : un signal logique de comparateur utilisé pour l'information temporelle, un signal analogique en sortie de préamplificateur de charges (énergie) et un signal analogique mis en forme (énergie). Le signal analogique mis en forme passe par un amplificateur pour ajuster le signal analogique à la dynamique de l'ADC (12 bits) qui va numériser le signal. Le signal analogique du préamplificateur de charge va directement dans le FPGA pour être échantillonné. L'échantillonnage du signal permet à la fois une intégration de la charge (redondance avec l'ADC) et une mesure de temps par analyse de forme. La partie numérique comporte d'abord un ADC 8 voies (*Analog to Digital Converter*) qui permet de mesurer l'énergie déposée dans le détecteur (l'amplitude du signal analogique est proportionnelle à l'énergie déposée) et qui convertit le signal analogique en signal numérique. Il y a ensuite le FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) qui comprend le TDC (*Time to Digital Converter*) qui traite l'information temporelle, et permet de calculer la somme d'amplitudes et les positions, etc. Le FPGA permet aussi de traiter les données en les mettant en forme dans le format de transfert adéquat et de réaliser des calculs sur les données brutes. Un FPGA sur chaque carte DAQ est dédié pour gérer l'envoi des données à l'acquisition μ -TCA lors de la détection d'un évènement dans l'absorbeur en coïncidence avec le silicium dans une période définie.

4.1.2.1 Électronique analogique

Il est nécessaire d'avoir une électronique rapide et avec le plus bas bruit possible afin d'obtenir les performances physiques recherchées. La probabilité de détériorer le signal issu du détecteur est grande avant la mise en forme et l'amplification du signal. C'est pourquoi il est important de traiter le signal le plus rapidement possible, et ceci au plus proche du détecteur. Un ASIC a été conçu pour mettre en forme le signal issu du détecteur (figure 4.5).

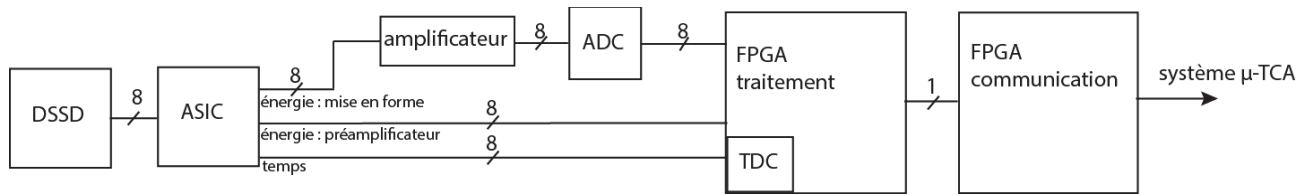


FIGURE 4.3 – Schéma de la chaîne d'acquisition du diffuseur pour 8 pistes de lecture. Les signaux en sortie du détecteur silicium sont traités par un ASIC, un ADC et un FPGA. Les informations sont ensuite envoyées vers le μ -TCA avec un FPGA dédié à cette tâche.

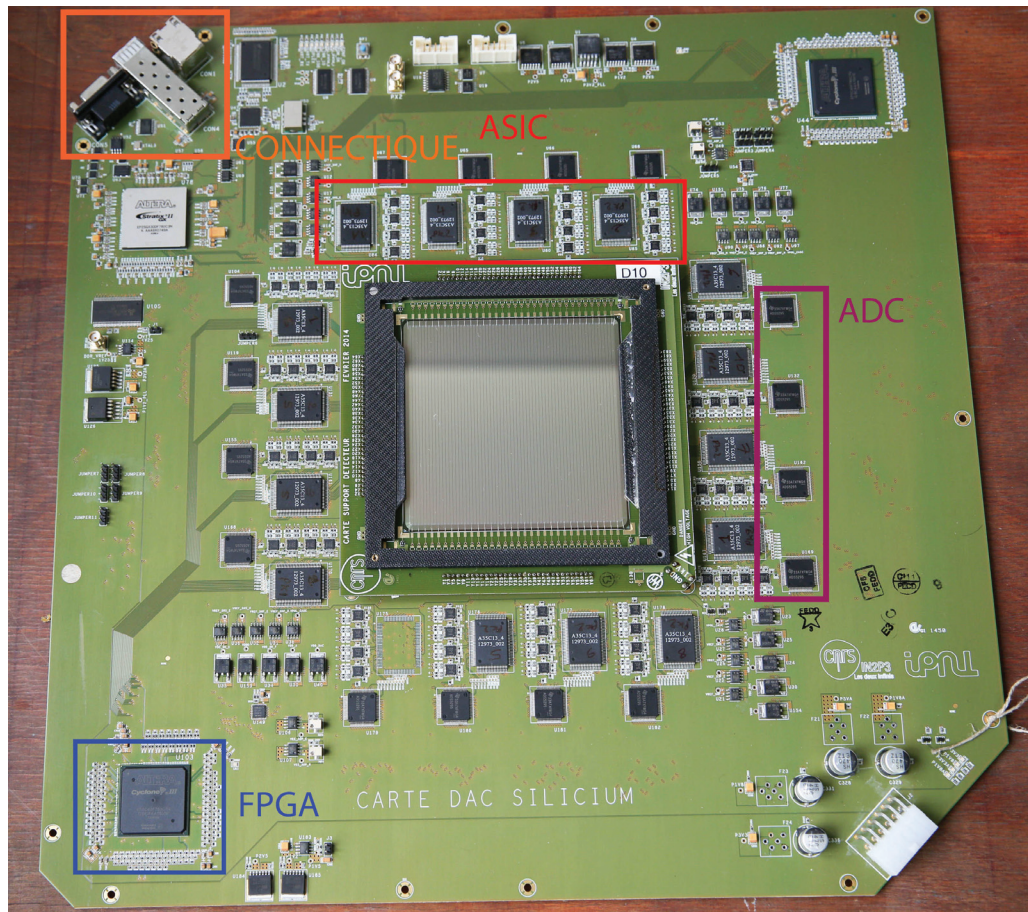


FIGURE 4.4 – Photo de la carte d'acquisition DAQ avec un détecteur silicium connecté. Le détecteur se trouve sur une carte mezzanine connectée voie par voie à la carte DAQ. Autour de cette carte mezzanine se situent les ASIC qui sont au nombre de 4 par côté (8 voies par ASIC). Se situent ensuite pour la partie numérique les ADC (un par ASIC), les deux FPGA qui permettent de traiter les données et un troisième FPGA qui les envoie à l'acquisition par l'intermédiaire d'une fibre optique.

Il possède huit voies de lecture et chacune peut sortir trois informations :

- le signal analogique en sortie du préamplificateur de charge (information en énergie)
- le signal analogique mis en forme (information en énergie)
- le signal logique en sortie d'un comparateur (information en temps)

En ce qui concerne le traitement en énergie, le signal passe en premier lieu dans un préamplificateur de charges (CSA ou *Charge Sensitive Amplifier*). Le signal peut être ensuite sorti de l'ASIC tel quel ou alors il peut passer par un circuit CR-RC (filtre passe haut – filtre passe bas) pour amplifier et mettre en forme le signal extrait (temps de mise en forme du signal de 1 μ s). La première solution sera utilisée pour une analyse fine du signal du silicium et la deuxième solution utilisée dans un mode de fonctionnement en routine. Pour l'information temporelle, le signal passe également par le préamplificateur de charge puis par un amplificateur rapide (temps de mise en forme de 15 ns) puis par un comparateur. Le seuil du comparateur est réglable par *slow control* avec une plage de +0,600 V à +2,198 V par pas de 3 mV. La tension minimale de la plage correspond à la valeur minimale de la tension base-émetteur du transistor utilisé. Il est également possible d'effectuer une coupure en énergie via le *slow control* sur les signaux avec une valeur de départ côté N à +2,18 V et une valeur de départ à +0,618 V côté P. La coupure en énergie peut être augmentée par pas de 3 mV sur une plage de 96 mV. La figure 4.5 présente les fonctions de l'ASIC.

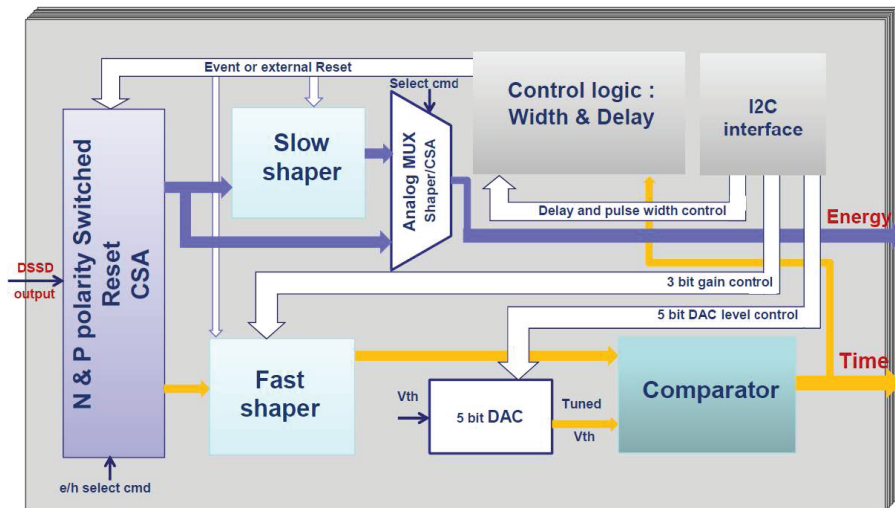


FIGURE 4.5 – Diagramme représentant le fonctionnement de l'ASIC. Chaque voie possède une architecture similaire. Le même ASIC est utilisé pour les pistes N et P grâce à un bit de sélection (électron ou trou en entrée). Le seuil du comparateur est réglable par une interface utilisateur [M. Dahoumane, 2014].

Le cahier des charges sur les performances de l'ASIC est le suivant :

- Bruit équivalent en charge (ENC) : 120 électrons RMS (équivalent à 1 keV FWHM)
- Grande dynamique : de 3×10^3 à 3×10^6 électrons
- Taux de comptage élevé : 10^5 événements/s par piste

Afin de tenir le cahier des charges ci-dessus, il a été nécessaire de supprimer la résistance de contre réaction au niveau du préamplificateur de charge (75 % du bruit parallèle initial) et de la remplacer par un switch. La remise à zéro du signal en sortie du préamplificateur de charge est réglable de 700 ns à 5,174 μ s. Il est choisi un temps de coupure supérieur au temps de montée du signal en sortie de l'amplificateur. L'autre travail a été l'optimisation du bruit série 1/f et le maintien de la valeur de la capacité d'entrée du préamplificateur de charges basse.

Les premiers tests de l'ASIC sans détecteur silicium sont satisfaisants malgré un ENC mesuré supérieur aux simulations : 105 électrons RMS en simulation et 290 électrons RMS mesurés [M. Dahoumane, 2012]. Malgré le fait que les performances mesurées soient inférieures d'un facteur 2,4 à celles attendues, le bruit intrinsèque des détecteurs devrait être dominant.

4.1.2.2 Électronique numérique

La partie numérique de la carte d'acquisition du silicium est composée d'ADC et de FPGA. Un ADC possède 16 voies en entrée chacune codée sur 12 bits à une fréquence de 100 MHz. L'ADC code le signal analogique sur 4096 canaux et sa dynamique va s'adapter au signal analogique venant de l'ASIC sachant que la dynamique de celui-ci est de 1,7 V. Les signaux numériques de la partie énergie et temps sont traités par deux FPGA ALTERA Cyclone III. Le signal venant directement du préamplificateur de charges va être échantillonné dans ces FPGA. Des opérations peuvent être réalisées sur les signaux comme le calcul barycentrique du lieu d'interaction de la particule incidente dans le silicium ou le dépôt d'énergie totale dans le silicium. Il est également implanté un TDC dans ces FPGA qui permet de calculer la différence de temps entre l'arrivée de la particule dans le silicium (« start ») et la détection d'un événement dans l'absorbeur (« stop »). D'autres fonctions peuvent être codées dans les FPGA comme l'estimation de la profondeur d'interaction de la particule en faisant la différence de temps entre les pistes N et les pistes P. Le troisième FPGA (ALTERA STRATIX GX II) gère quant à lui la communication avec l'acquisition de la caméra Compton qui est la carte AMC40 (*Advanced Mezzanine Card*) du système μ -TCA. Il gère ainsi la réception du signal de pré-trigger émis lors de la détection d'un événement dans l'absorbeur et la recherche d'un événement silicium dans la fenêtre de coïncidence définie. Les données sont envoyées par une liaison fibre optique de 3 Gbits/s vers la carte AMC40.

4.1.2.3 État de développement de l'électronique

À l'heure de rédaction de la thèse, la version finale de l'ASIC pour le silicium a été testée avec des signaux issus d'un générateur de signaux et les tests sont concluants [M. Dahoumane, 2014]. Un premier test de cet ASIC final a été réalisé avec un petit prototype de détecteur silicium et une carte de test dédiée à cet effet sur faisceau d'ions. Les résultats sont présentés dans la section 4.1.4. Il reste à tester l'ASIC avec le prototype de carte DAQ (figure 4.4) et ensuite avec la version finale du détecteur silicium. Quant à la partie numérique, la première version de la carte DAQ a été réceptionnée début mai 2015 et les premiers tests électroniques sont en cours. Les premiers tests de la carte DAQ avec un détecteur silicium sont prévus pour la fin d'année 2015. Une deuxième version de cette carte peut être réalisée si des problèmes sont mis à jour. Au vu du retard du développement de cette électronique associée au détecteur silicium, je ne pourrai pas mesurer de signaux physiques avec ces détecteurs et donc caractériser ceux-ci. J'ai par contre participé à l'élaboration du cahier des charges des cartes DAQ et au suivi du développement de celles-ci. Par ailleurs, j'ai pu caractériser les courants de fuite des détecteurs silicium via un banc de test que je vais décrire dans la prochaine partie.

4.1.3 Mesure du courant de fuite des plans de détecteurs silicium

Une première étape dans la caractérisation des détecteurs silicium est de mesurer le courant débité par le détecteur lorsqu'il est déplété à -750 V (ce courant n'est pas nul). En effet, la mesure de l'énergie déposée par la particule dans le silicium est donnée par la charge collectée sur les pistes du détecteur. S'il existe un courant de fuite sur la piste sans dépôt d'énergie d'une particule, cela engendre une fluctuation (bruit) sur la mesure de l'énergie qu'il est important de caractériser et de minimiser.

Le courant de chacune des 128 pistes de chaque détecteur a été mesuré ainsi que le courant des *guard rings* pour différentes températures à la tension optimale d'utilisation de -750 V. Il est important d'avoir l'évolution de ces courants en fonction de la température sachant que plus le silicium est chaud plus l'agitation thermique des électrons dans le silicium permettra le passage des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, ce qui engendre un courant de fuite plus important. Ce courant de fuite engendre des fluctuations sur la charge collectée pour un dépôt d'énergie dans le détecteur.

Des premières mesures ont été effectuées en mars 2013 pour un détecteur silicium et des mesures automatisées ont été réalisées en juin 2015 pour six détecteurs sur sept (un détecteur étant déjà prêt pour la mesure des signaux physiques).

4.1.3.1 Premières mesures manuelles

Dispositif expérimental

En 2013 ont eu lieu les premières mesures de courant de fuite sur un des sept détecteurs silicium. Pour ces mesures, une carte de test dédiée a été développée (par le service électronique de l'IPNL) ainsi qu'une première version d'un PCB mezzanine pour connecter le détecteur via les « bondings ». L'idée est de pouvoir injecter la tension de déplétion du silicium suivant trois chemins : *guard rings*, 63 pistes P et 1 piste P. Les trois sources de tensions sont à -750 V et passent chacune par un nanoampèremètre. Il est ainsi possible de mesurer le courant de fuite pour une piste unique, le courant total des 63 autres pistes et celui des *guard rings*. Les pistes N sont quant à elles branchées directement à des nanoampèremètres (les pistes N étant reliées à la masse). Les courants de fuite ont ainsi pu être mesurés à température ambiante ($+25^{\circ}\text{C}$) pour l'ensemble des pistes. La caractérisation en température (de -40°C à $+40^{\circ}\text{C}$) du courant de fuite pour quelques pistes P a également été effectuée. La mesure en température est possible en mettant le détecteur dans une enceinte thermostatée Weiss WTL 64.

La haute tension de -750 V est fournie par un module *Silena Milano HV supply* et la mesure des courants se fait via un module NIM nanoampèremètre conçu à l'IPNL de précision $0,1$ nA. La figure 4.6 est une photo de la carte de test avec le détecteur silicium monté dessus. Chaque piste du détecteur est reliée à un connecteur deux positions. On choisit la position à l'aide d'un cavalier. Une position connecte la piste au nanoampèremètre pour la mesure du courant de fuite de 63 pistes alors que l'autre position connecte la piste au deuxième nanoampèremètre mesurant le courant de fuite d'une seule piste. Il y a 63 pistes dans la première configuration et une piste dans la deuxième configuration. L'ensemble des pistes est alimenté à -750 V. Pour mesurer le courant de fuite de chaque piste, il faut à chaque fois changer le cavalier de position. Il est aisément compréhensible que la sélection d'une piste ne soit pas optimisée et qu'il prenne du temps de tester l'ensemble des pistes du silicium.

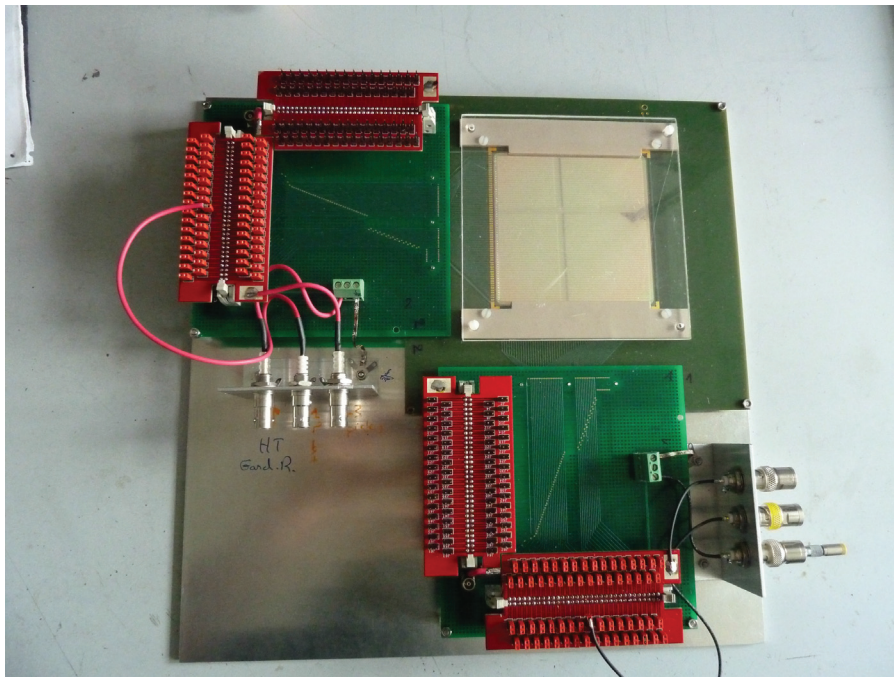


FIGURE 4.6 – Photo de la carte de test avec le détecteur silicium connecté sur son PCB support. La partie gauche de la carte de test permet de sélectionner les pistes P et la partie basse de la carte sélectionne les pistes N. Cette carte est mise dans une enceinte thermique pour les mesures en température et les appareils de mesure se situent à proximité de l'enceinte.

Résultats

Le premier résultat est le courant de fuite à température ambiante pour chaque piste individuelle (figure 4.7(a)). Le comportement des pistes est homogène tant côté N que P sauf exception. Le courant de fuite moyen des pistes à +25°C est de 13,7 nA pour les pistes P et de 34,0 nA pour les pistes N. Comparées aux valeurs de courant de fuite fournies par le fabricant des siliciums (Sintef), les valeurs mesurées ici sont supérieures, mais la température de mesure du fabricant n'est pas indiquée (« à température ambiante »). Par ailleurs, ils ont également mesuré un courant anormalement haut pour la piste P numéro 21 (≈ 900 nA). Des courants de fuite plus importants sont également mesurés sur les pistes P extrêmes du détecteur (≈ 150 nA). Ce comportement a peut-être un rapport avec un mauvais gradient de tension au niveau des anneaux de garde. Du côté N, c'est la piste 5 qui montre un courant de fuite plus important (≈ 150 nA) et cela dégrade les résultats des pistes adjacentes.

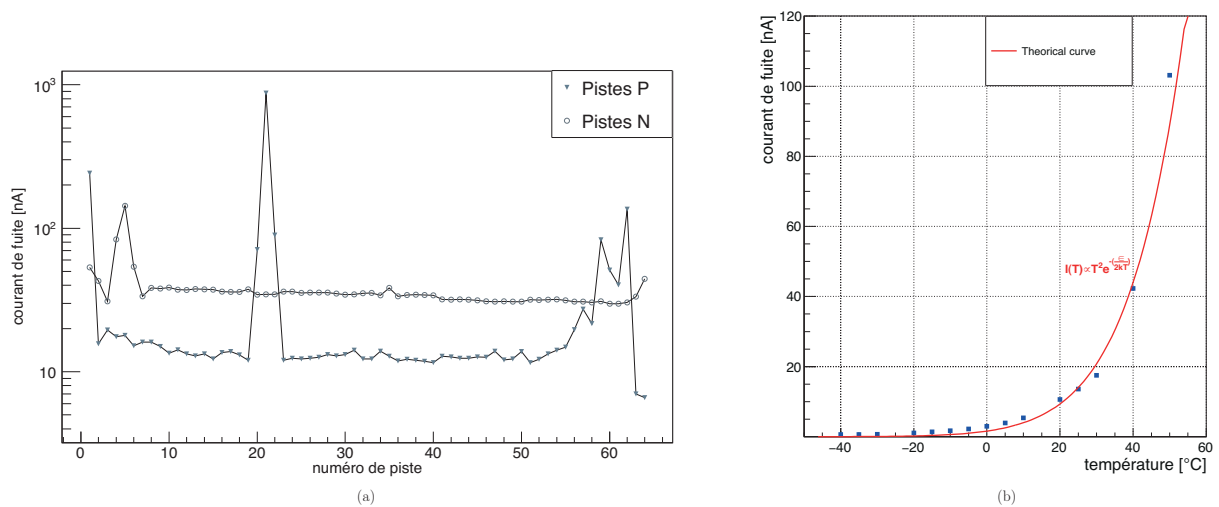


FIGURE 4.7 – La figure de gauche donne le courant de fuite mesuré à température ambiante pour chacune des 128 pistes du détecteur. La figure de droite donne le courant de fuite de la piste 43 (côté P) en fonction de la température : de -40°C à $+50^\circ\text{C}$. La courbe du comportement théorique du courant de fuite est également donnée (équation 4.1) ce qui permet de vérifier la bonne adéquation mesures / théorie. La piste 43 a été choisie, car elle présente un comportement représentatif des autres pistes à température ambiante.

Comme la sélection de la piste individuelle se fait par le changement de position d'un cavalier, la mesure du courant de fuite en fonction de la température ne peut être faite que piste par piste sachant qu'un cycle en température met plusieurs heures (descente et montée en température). L'influence de la température n'a donc pu être mesurée que pour quelques pistes. La figure 4.7(b) donne la variation du courant de fuite en fonction de la température de l'enceinte thermique. Pour chaque température, on attend trente minutes avant de faire la mesure afin que le silicium soit à la température de l'enceinte. Les résultats sont comparés à la courbe théorique du comportement des courants de fuite en fonction de la température (équation 4.1) [Spieler, 1998] :

$$I_p(T) \propto T^2 \times e^{-\frac{E}{2k_B T}}, \quad (4.1)$$

avec $I_p(T)$ le courant de fuite en fonction de la température ;

T la température du silicium en kelvins,

E l'énergie du gap du silicium en eV,

k_B la constante de Boltzmann : $8,617 \times 10^5$ eV.K $^{-1}$.

La courbe expérimentale suit bien la courbe théorique sur la figure 4.7(b) et un palier est atteint vers -15°C autour de 1 nA. Il est possible de remonter au bruit équivalent de charges ENC du traitement analogique du signal (de l'ASIC) en fonction du courant de fuite et par suite à la résolution en énergie associée. Le schéma

électronique du traitement analogique est donné figure 4.8 et l'équation régissant le bruit électronique de cette chaîne d'acquisition est la suivante :

$$N_{ENC}^2 = \left(\frac{e^2}{8}\right) \left[\left(2q_e I_b + \frac{4k_B T}{R_f}\right) \times \tau + v_{na}^2 \times \frac{C_d^2}{\tau} + 4A_f C_d^2 \right], \quad (4.2)$$

avec N_{ENC}^2 le bruit équivalent de charges en C^2 ,

$e \simeq 2,7182$,

q_e la charge élémentaire de l'électron : $1,602 \times 10^{-19}C$,

I_b le courant de fuite du détecteur Si en ampères,

k_B la constante de Boltzmann : $8,617 \times 10^5 \text{ eV.K}^{-1}$,

T la température en kelvins,

τ le temps de mise en forme en secondes,

C_d la capacitance du détecteur Si en farads,

A_f l'amplification du préamplificateur et du circuit CR-RC,

v_{na} le bruit en tension ramené à l'entrée du préamplificateur,

$$v_{na}^2 = \frac{8}{3} \times \frac{k_B T}{g_m}, \quad (4.3)$$

où g_m est la transductance du transistor dans le préamplificateur.

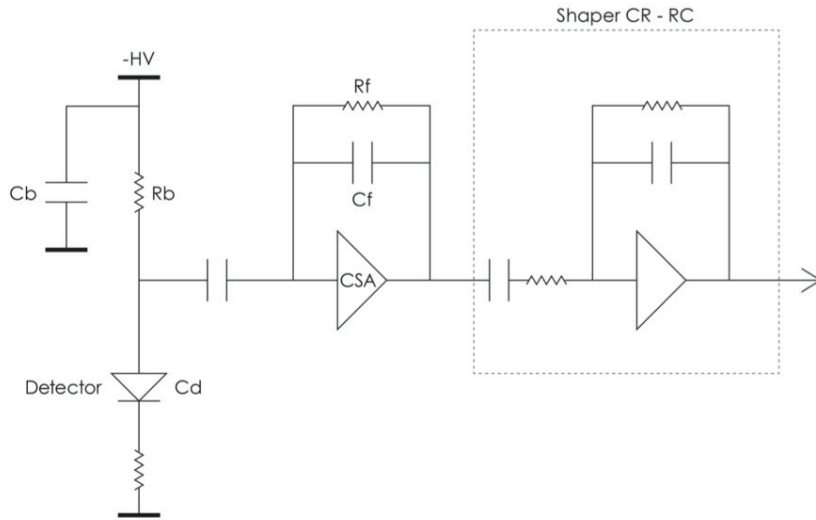


FIGURE 4.8 – Schéma du détecteur silicium et de la chaîne d'acquisition analogique (ASIC). La résistance de polarisation est repérée par R_b , la capacité de découplage par C_b , la capacité du détecteur par C_d , la résistance et la capacité de contre réaction du préamplificateur de charges par respectivement R_f et C_f . Pour les mesures de courant de fuite, la capacité de découplage C_b est retirée et remplacée par une résistance.

TABLE 4.1 – Résolution en énergie (FWHM) en fonction de la température du silicium. Plus la température augmente et plus le courant de fuite est important du fait de l'augmentation de l'agitation thermique du semi-conducteur.

Paramètres		ENC	ΔE_{FWHM}
Temp [°C]	I_b [nA]	[e- RMS]	[keV]
-40	0,6	87	0,89
-20	1,1	117	1,12
-5	2,2	166	1,73
+10	5,4	294	2,29

Le facteur fonction de la résistance de contre réaction R_f n'est pas pris en compte, car sur la version finale de l'ASIC cette résistance a été supprimée pour être remplacée par un switch. Il est ainsi évité 75 % de bruit électronique. À partir de l'ENC, il est possible de calculer la résolution en énergie du détecteur silicium en fonction de l'énergie déposée et de la valeur de l'ENC (et donc de la température). La résolution en énergie est définie comme :

$$\Delta E_{FWHM} = 2,355 \times w \times \sqrt{N_{ENC}^2 + \frac{F \times e_{dep}}{w}}, \quad (4.4)$$

avec E_{FWHM} la résolution en énergie FWHM en keV,

w l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-trou : 3,6 eV,

F le facteur de Fano : 0,115,

e_{dep} l'énergie déposée dans le silicium en keV.

Les hypothèses effectuées afin de calculer l'ENC sont :

- $C_d = 10$ pF,
- $\tau = 1$ μ s,
- $g_m = 0,06$.

Les résultats obtenus pour la résolution en énergie en fonction du courant de fuite pour une énergie déposée de 100 keV dans le détecteur sont les suivants :

Pour que le cahier des charges soit respecté ($E_{FWHM} = 1$ keV), il est nécessaire d'avoir un ENC inférieur à 117, ce qui est atteint à une température de -20°C pour une énergie déposée de 100 keV. Bien entendu, l'énergie déposée variant en fonction de l'énergie de la particule incidente, il est difficile de donner un nombre ENC absolu ainsi que la température associée. Cependant, ces résultats indiquent qu'il est nécessaire d'atteindre un niveau de bruit très bas sur l'ASIC dédié au traitement des signaux du diffuseur et que le refroidissement des détecteurs va améliorer les performances en termes de résolution en énergie. À défaut, le refroidissement évitera la dégradation de la résolution en énergie causée par une augmentation potentielle de la température due au dégagement de chaleur des composants électroniques de la carte DAQ.

Ces résultats ont mené à la conception et à l'achat d'une enceinte thermique permettant le maintien des détecteurs silicium à une température de -20°C sous ambiance contrôlée (air sec ou de l'azote) et pouvant évacuer 400 W thermiques. L'enceinte est présentée ultérieurement dans le chapitre.

Ces mesures montrent également l'intérêt d'avoir un ASIC très bas bruit pouvant atteindre un ENC de 120 e-RMS.

Optimisation

En outre, ces mesures ont mis en évidence que la réalisation de ces mesures sont longues (changement manuel du cavalier pour la sélection de la mesure d'une piste) et que la caractérisation de l'ensemble des pistes en température n'est pas envisageable. Sachant que les six autres cartes ont également besoin d'être caractérisées, une automatisation des mesures des courants de fuite a été conçue.

4.1.3.2 Automatisation des mesures des courants de fuite

Challenges

Un certain nombre d'améliorations étaient nécessaires par rapport aux premières mesures afin de rendre plus rapides et fiables les mesures de courant de fuite. On peut mettre en avant les défis suivants :

- sélection automatique de la position de chaque piste : mesure du courant individuel ou contribution au courant des 63 autres pistes,
- pouvoir piloter les 128 pistes (P et N) en même temps,
- lecture automatique des valeurs de courant de fuite et enregistrement dans un fichier texte,
- pilotage de la haute tension : allumage et arrêt de la tension entre chaque changement de sélection de piste individuelle,
- pouvoir mesurer des courants de fuite avec des multimètres à -750 V,
- connexions entre un appareil de mesure avec des sorties en fiches bananes et une carte de test avec des connecteurs SHV (*safe high voltage*),
- piloter en parallèle l'enceinte thermique pour ajuster la température de consigne.

L'ensemble de ces challenges a été surmonté afin de produire les résultats suivants. L'ensemble du dispositif (choix de la piste, mesures, tension, température de l'enceinte thermique) est pilotable via un programme Python sur le nano-ordinateur mono carte Raspberry Pi.

J'ai mis en place le dispositif de mesure et j'ai codé le programme de pilotage des instruments et d'acquisition des mesures avec l'aide d'une personne du service électronique puis j'ai réalisé les mesures des courants de fuite dont les résultats sont présentés dans ce manuscrit. Le traitement des données se fait avec le logiciel ROOT avec des macros que j'ai codées pour l'occasion.

Dispositif expérimental

Pour ces mesures, les détecteurs silicium ont été connectés sur de nouveaux supports PCB mezzanines et une nouvelle carte de test a été réalisée. La solution technique utilisée pour changer la tension sur chaque piste est un bloc relais mécanique à deux positions (*Channel Relay Module Board For Arduino*). Il est ainsi possible de sélectionner soit la mesure de courant de la piste avec les 63 pistes (position masse) ou alors de sélectionner une lecture individuelle de la piste (position $+5$ V). Par défaut, tous les relais sont en position masse et le bloc utilisé est le seul à être alimenté pour une mesure individuelle. Les blocs sont regroupés par 8 sur des cartes jouant le rôle d'interface avec les cartes de contrôle. Pour l'ensemble d'un détecteur, il faut donc 16 blocs de 8 relais (128 pistes). Ces relais sont reliés mécaniquement à l'aide de tiges en acier et groupés par 4 blocs de 8 relais pour chaque face du détecteur (32 pistes par côté du détecteur). Afin de pouvoir piloter tous ces relais, des « I2C GPIO expender » (*Inter Integrated Circuit General Purpose parallel Input/Output expender*) sont utilisés. Ces circuits permettent de relier le microprocesseur Raspberry Pi aux relais. Il est possible de brancher deux blocs de 8 relais sur chaque circuit. Chaque I2C GPIO possède une adresse codée sur 3 bits (de 20 à 27) pour que le microprocesseur puisse reconnaître l'I2C GPIO et savoir à quel circuit il envoie les ordres. Les huit I2C GPIO sont reliés en série au Raspberry Pi. Une information d'horloge est également propagée en série entre le Raspberry Pi et les I2C GPIO. Les relais fonctionnent avec une basse tension de $+5$ V et les I2C GPIO avec une tension de $+3,3$ V.

En termes d'instrumentation, deux multimètres / sources de tension Keithley 2410 et deux multimètres Keithley 2210 sont utilisés. Un des multimètres Keithley est utilisé comme source de tension pour dépléter le silicium (-750 V) et le deuxième est utilisé pour mesurer le courant de fuite individuel d'une piste (précision donnée à $0,1$ nA près). Le module de source de tension donnera également l'information sur le courant total débité (courant limité à $10,5$ μ A). Les deux autres multimètres sont utilisés pour mesurer le courant de fuite des anneaux de garde et du courant de la somme des 63 pistes (précision donnée à 10 nA près). Les quatre appareils sont pilotés par le Raspberry Pi via une connexion RS232 / USB. N'ayant pas plus d'appareils de mesure à disposition, les pistes P et les pistes N sont mesurées séparément.

L'enceinte thermique Weiss WTL 64 est également pilotée par le Raspberry Pi au moyen d'une connexion ethernet.

Par ailleurs, une boîte réalisée par notre collaborateur H. Walenta, dite « boîte de Walenta », est utilisée pour séparer la haute tension (fournie par le module Keithley 2410) en trois hautes tensions distinctes de -750 V. La figure 4.9 reprend le schéma du dispositif de mesure décrit précédemment pour la mesure des pistes P. Le dispositif est légèrement modifié pour mesurer les pistes N au niveau des appareils de mesures. En effet, la haute

tension est alors appliquée directement au détecteur (par l'intermédiaire du PCB support du silicium et de la carte test) et les appareils de mesure sont reliés aux pistes N. Il n'y a donc plus de haute tension traversant les appareils de mesure. La figure 4.10 est une photo du dispositif expérimental avec le détecteur et la carte de test dans l'enceinte thermique. L'ensemble du dispositif présenté sur la figure 4.10(a) (détecteur sur sa carte support et les relais mécaniques) est mis dans l'enceinte thermique visible sur la figure 4.10(b).

Concernant les mesures de courant de fuite, elles sont effectuées au cours d'un cycle automatisé qui suit la procédure suivante :

- consigne de température à l'enceinte thermique ;
- consigne atteinte à $\pm 0,1^\circ\text{C}$;
- attente d'une heure pour stabilisation du système ;
- mesure individuelle du courant de fuite de chaque piste ;
- envoi de la consigne de la prochaine température.

Le temps de stabilisation à une température donnée est d'une heure. Il est effectué une moyenne de 50 mesures par l'appareil de mesure sur le courant mesuré. C'est cette moyenne qui est enregistrée. Il y a un temps d'attente de 0,4 seconde entre le basculement d'un relais mécanique et la mesure du courant de fuite. Ce temps permet de stabiliser le courant après le basculement du relais. Le courant de fuite de chaque piste est mesuré ainsi que le courant de fuite des anneaux de garde et le courant débité par la source de tension.

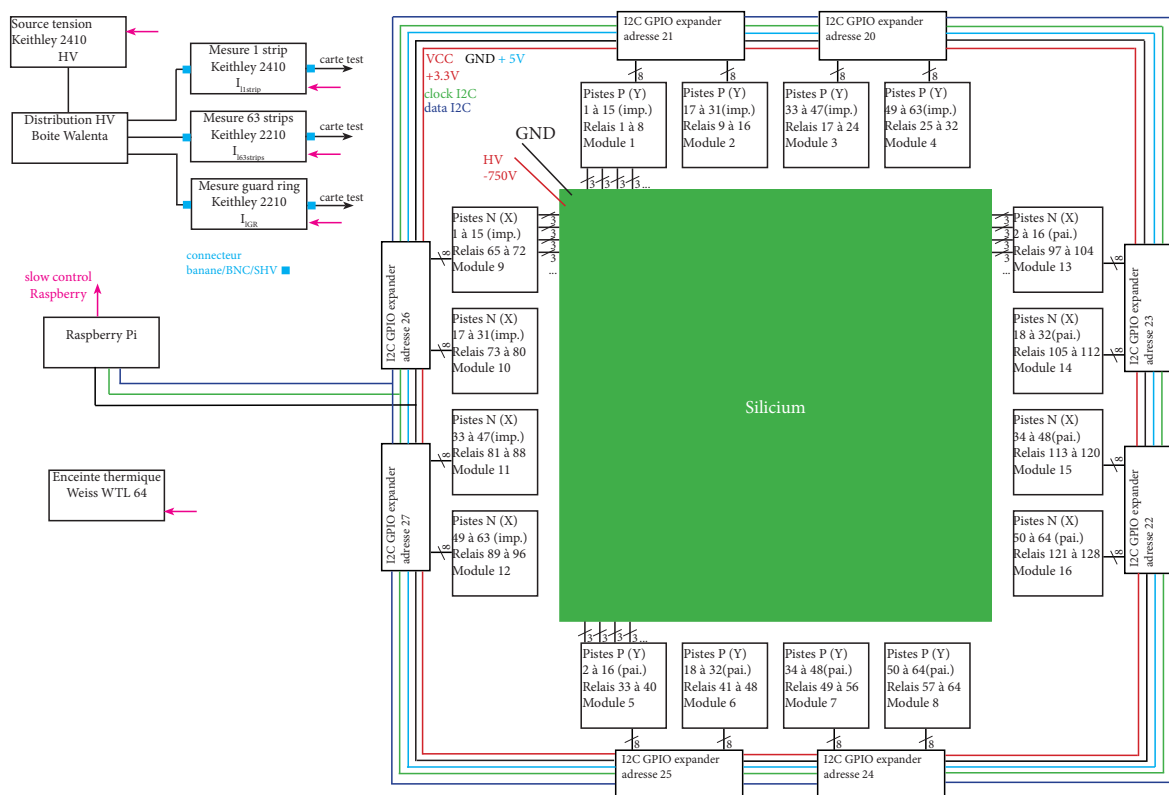


FIGURE 4.9 – Schéma du dispositif de mesure de courant de fuite automatisée à l'aide de relais mécaniques, d'appareils de mesure pilotables et d'un microprocesseur.

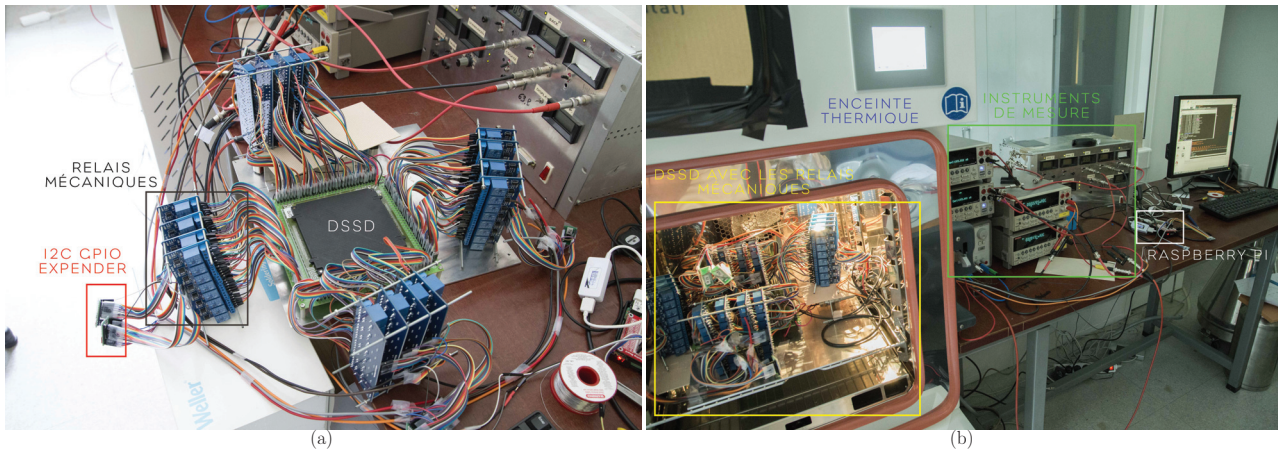


FIGURE 4.10 – Photo du détecteur silicium sur son PCB support et le tout connecté à la carte test (a). Les relais mécaniques sont reliés à la carte de test par des câbles *jumper*. Les relais sont au nombre de 8 sur une carte support et il y a 4 cartes mises ensemble par côté du détecteur. La photo de droite donne une vue d'ensemble du dispositif expérimental avec l'enceinte thermique où se trouve le détecteur silicium, les appareils de mesures, le Raspberry Pi et l'ordinateur d'acquisition.

Résultats

Un total de sept plans de détecteur silicium sont disponibles à Lyon pour le prototype de caméra Compton. Les détecteurs sont identifiés par les noms suivants : D07, D08, D10, D13, D14, D15 et D18. Pour six de ces détecteurs (D08 à D18), les PCB supports ont été modifiés afin de pouvoir lire les courants de fuite (pas de capacité de couplage). Le détecteur D07 a déjà été monté pour la mesure des signaux physiques ce qui ne permet pas une étude des courants de fuite piste par piste. Je présente ici les résultats obtenus pour les 6 détecteurs DSSD montés pour la mesure des courants de fuite.

Courants de fuite pour l'ensemble des pistes à $+25^{\circ}\text{C}$ et à -40°C

Le courant de fuite de l'ensemble des pistes P et N a été mesuré pour tous les détecteurs. Le courant de fuite a été mesuré de $+40^{\circ}\text{C}$ à -40°C avec un pas de 5°C . Pour simplifier la lecture des résultats, je ne représente que les courants de fuite à $+25^{\circ}\text{C}$ et à -40°C . Je représente sur le même graphique les résultats pour les pistes P et les pistes N. La figure 4.11 présente les courants de fuite de chacune des 128 pistes pour les détecteurs D10, D14, D15 et D18. Ces graphiques permettent de repérer facilement les pistes pour lesquelles un courant de fuite important est présent. De manière générale, il n'y a qu'une ou deux pistes défectueuses par détecteur et par face ce qui est acceptable. Pour les pistes ne présentant pas de courant de fuite élevé, le gain de l'abaissement de la température est visible. Le courant de fuite à température ambiante ($+25^{\circ}\text{C}$) est d'environ 20 nA pour les pistes P et N. À -40°C , le courant de fuite des pistes N est à 0 nA alors que celui des pistes P est d'environ 3-4 nA. J'explique cet *offset* par l'utilisation du module Keithley 2410 pour la mesure des courants de fuite individuels. En effet, le module est fait pour mesurer les courants pour une tension allant de 0 à 250 V. Le fait de mesurer les courants de fuite à une tension de -750 V induit une perturbation de la lecture du courant. Une vérification a été faite avec un autre nanoampèremètre (« boîte de Walenta ») et les courants de fuites mesurés dans les mêmes conditions donnaient des courants de 1 nanoampère (limite de l'instrument). Le module Keithley 2410 étant le seul appareil de mesure pilotable atteignant la précision de 0,1 nA, il n'a pas été possible de le changer dans la chaîne de mesure et ainsi éviter cet *offset* sur les mesures obtenues pour les pistes P. Le même module est utilisé pour la mesure des courants de fuite pour les pistes N, mais n'ayant pas de haute tension sur les pistes N, cette perturbation n'est pas présente. Le fournisseur des plans de silicium a également mesuré les courants de fuite sur les plans de détecteurs envoyés. Le tableau 4.2 résume les pistes défaillantes mesurées à l'IPNL et celles trouvées par le fournisseur Sintef. Les pistes présentant un courant de fuite élevé sont les mêmes. Une bonne confiance est donc accordée au fait que les pistes difficilement utilisables pour les mesures physiques soient identifiées. Les valeurs absolues des mesures effectuées à l'IPNL et par Sintef sont difficilement

comparables, car les conditions de mesure de Sintef ne sont pas connues avec précision. Par ailleurs, Sintef n'a fourni que les mesures de courants de fuite pour le côté P et aucune donnée pour le côté N.

TABLE 4.2 – Comparaison entre les résultats obtenus par mesure à l'IPNL et ceux fournis par le fournisseur concernant les pistes défailtantes des détecteurs silicium. Le fournisseur ne donne que les mesures des courants de fuite pour les pistes P.

Détecteurs	Pistes défailtantes		
	Pistes P	Pistes N	Pistes P - Sintef
D08	<i>offset</i> de 120 nA	/	21
D10	9	35	8 et 9
D13	29 et 30	/	29
D14	7	17	7
D15	53	9	53
D18	9 et 46	38 et 45	9 et 46

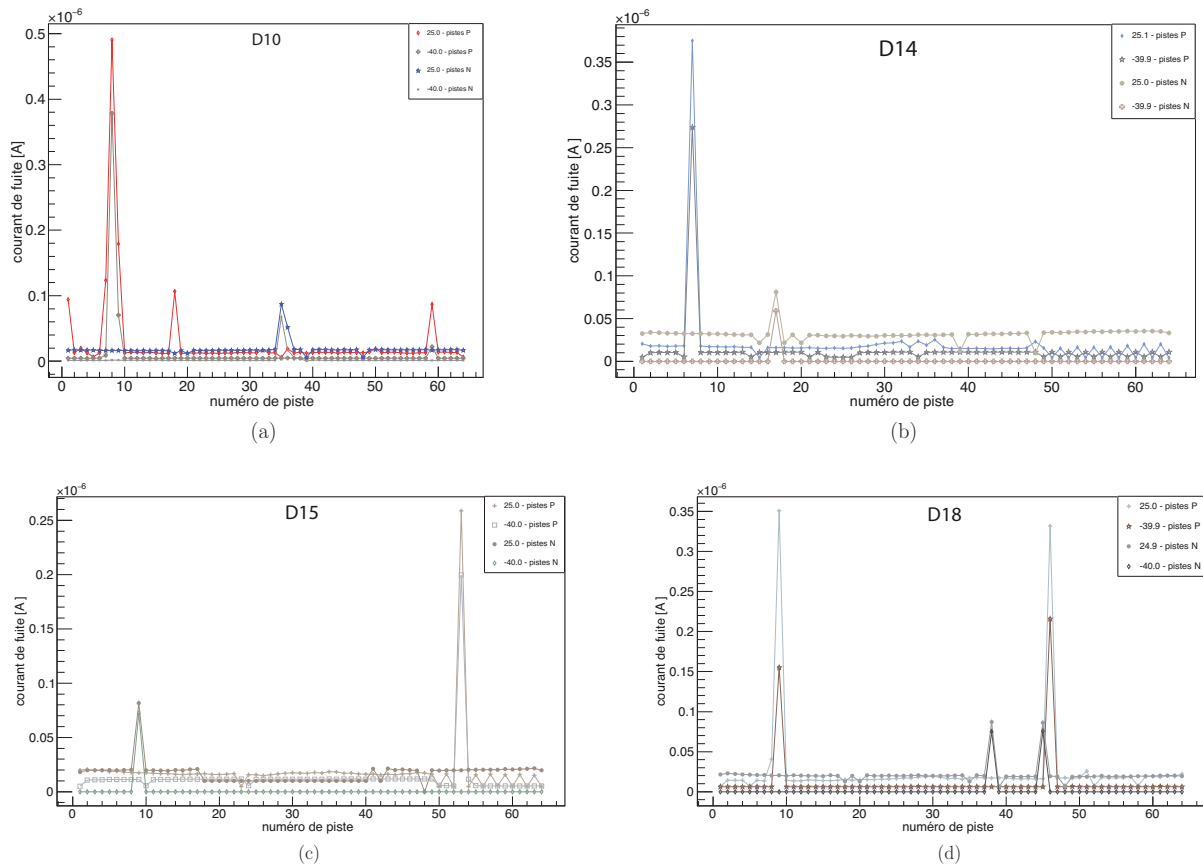


FIGURE 4.11 – Courants de fuite des pistes P et N des détecteurs D10(a), D14(b), D15(c) et D18(d). Mesures réalisées à $+25^{\circ}\text{C}$ et -40°C dans une enceinte thermique avec une stabilisation d'une heure avant chaque température.

La mesure des courants de fuite pour les détecteurs D08 et D13 a montré des résultats qui indiquent que les détecteurs n'ont pas un fonctionnement normal. Le détecteur D08 présente un courant de fuite important sur l'ensemble de ses pistes et ce même courant de fuite est observé pour toutes les températures appliquées (figure 4.12(a)). La présence d'un *offset* de 120 nA environ est observée. La mesure des courants de fuite sur les pistes N donne un courant de fuite nul à toutes les températures. Après des vérifications sur le PCB support du détecteur, des *bondings* et une inspection visuelle, aucune explication n'a été trouvée sur ce comportement pour le moment. À noter que ce détecteur silicium a été fixé sur deux plans PCB support différents (opération de *bonding* fait deux fois). Pour le détecteur D13, les mesures des pistes P indiquent les mêmes pistes défailtantes

que le fournisseur Sintef. Cependant, le courant de fuite de chaque piste est élevé comparé aux autres détecteurs (figure 4.12(b)). Par ailleurs, le courant débité par la source de tension pour la mesure des pistes N est de 64 μA . Ce courant est très important et indique un problème sur le détecteur. Ce comportement fait peut être suite à un problème d'application de la haute tension sur le détecteur. Une inversion de la haute tension et de la masse sur les 64 pistes du détecteur (pas sur les anneaux de garde) a eu lieu suite à un problème de câblage sur la carte test. Le silicium fonctionnant comme une diode, il a été polarisé en direct au lieu d'être polarisé en inverse ce qui a pu faire des dégâts intrinsèques au silicium. Cette explication reste une hypothèse et il n'est pas trivial de comprendre le comportement actuel du détecteur D13.

Les problèmes des détecteurs D08 et D13 semblent être intrinsèques aux plans de détecteurs silicium et non pas au dispositif de mesure. Une étude approfondie sur le comportement de ces détecteurs est nécessaire avant de pouvoir les utiliser dans le prototype de caméra Compton.

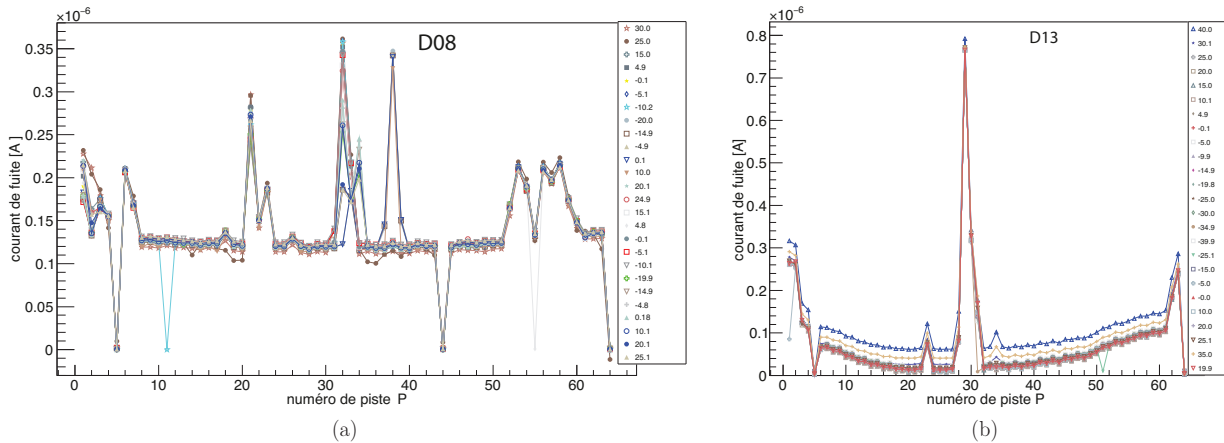


FIGURE 4.12 – Courants de fuite des pistes P pour les détecteurs D08(a) et D13(b). Mesures pour des températures de $+40^{\circ}\text{C}$ et -40°C dans une enceinte thermique avec une stabilisation d'une heure avant chaque température.

Évolution des courants de fuite en fonction de la température

Le courant de fuite en fonction de la température doit évoluer suivant l'équation 4.1. J'ai donc tracé les courants de fuite en fonction de la température afin de vérifier le comportement théorique attendu. Je présente les résultats pour le détecteur D18 et pour deux pistes par côté (P et N) : une fonctionnant normalement et une fonctionnant avec un courant de fuite élevé (figure 4.13). J'ai pris la piste centrale numéro 32 comme piste fonctionnant normalement pour les pistes P et N. Lors du cycle de mesures, la température descend de $+40^{\circ}\text{C}$ à -40°C puis remonte à $+40^{\circ}\text{C}$. Les courants de fuite mesurés lors de la remontée en température sont différenciés sur la figure des points de mesures pris pendant la descente en température. Les figures 4.13(a) et 4.13(c) montrent que le courant de fuite suivent bien le comportement théorique de l'évolution du courant de fuite en fonction de la température. Un *offset* de 6,5 nA pour la piste P32 est retrouvé à cause du module de mesure Keithley 2410 (comme discuté précédemment). Les pistes possédant un courant de fuite important ne suivent bien entendu pas l'allure théorique. La piste P9 ne se comporte de la même manière que la piste N45. La piste P9 évolue linéairement avec la température alors que la piste N45 montre un palier en dessous de $+15^{\circ}\text{C}$ à 80 nA. Peut-être que pour la piste N45, un simple *offset* est présent qui pourrait être supprimé par logiciel lors de l'acquisition. Le comportement de la piste P9 semble plus compliqué à supprimer dans l'acquisition. Pour le moment, les pistes présentant des courants de fuite importants (voir tableau 4.2) vont être déconnectées du PCB support pour que leurs signaux ne soient pas acquis.

Les courants de fuite lors de la remontée en température de la piste P32 ne sont pas les mêmes que ceux à la descente en température. Ce phénomène est observé sur différents détecteurs pour les pistes P. Le courant de fuite semble mettre plus de temps à se stabiliser en remontant en température pour les pistes P. En théorie, aucune différence ne doit être présente entre la descente et la remontée (comme pour les pistes N).

L'enceinte thermique achetée pour refroidir les plans de détecteur silicium permet d'atteindre une température

de fonctionnement de -20°C . À cette température, les détecteurs sont dans un régime stable avec un courant de fuite quasi nul.

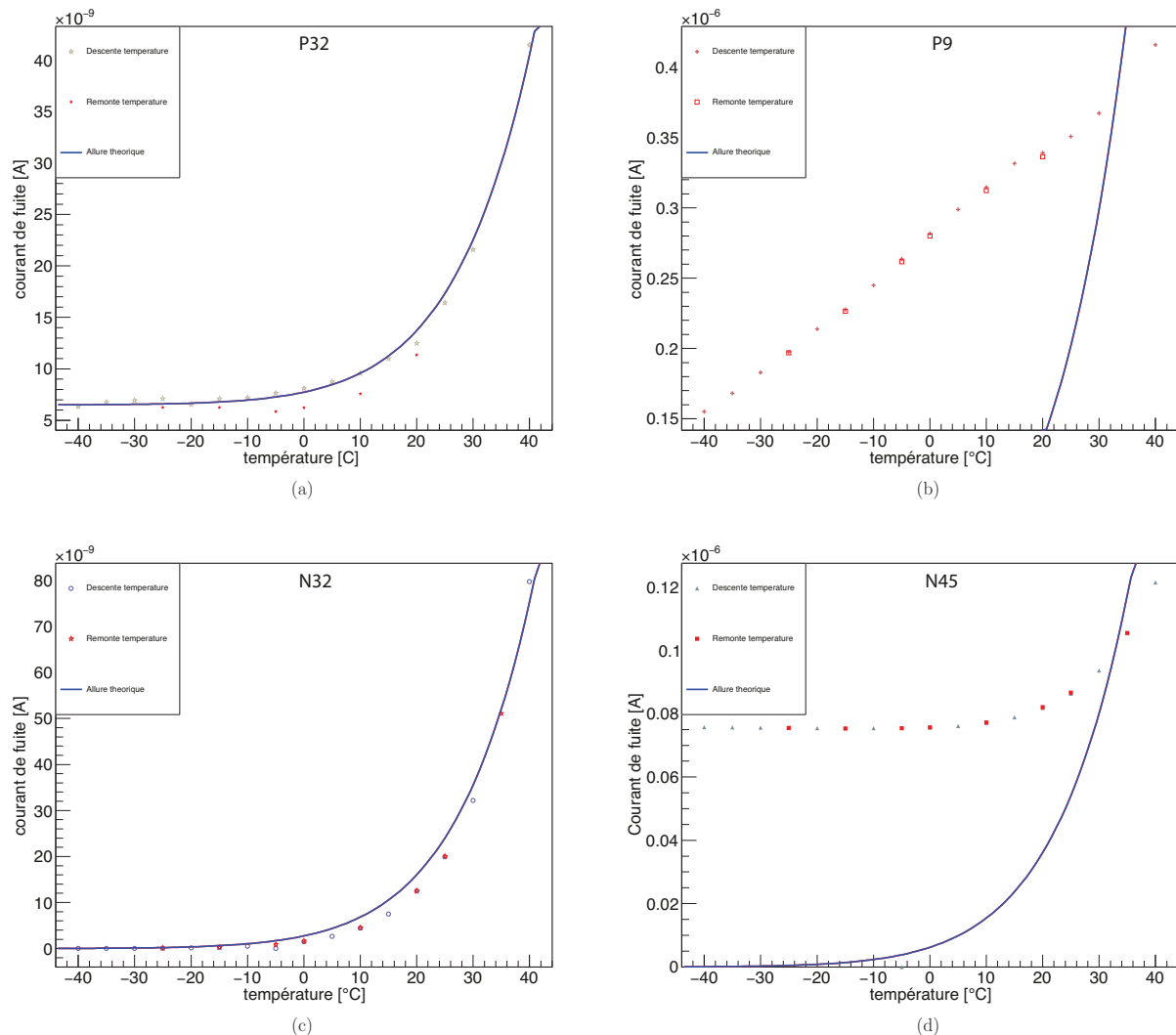


FIGURE 4.13 – Les figures (a) et (c) donnent les courants de fuite en fonction de la température pour les pistes P32 et N32 ayant un comportement normal. Les figures (b) et (d) montrent les courants de fuite en fonction de la température pour des pistes défailtantes : P9 et N45. Les courbes bleues donnent l’allure théorique des courants de fuite. Les courants de fuite mesurés lors de la remontée en température sont mis en rouge.

Cycles en température

Les sept plans de détecteurs silicium vont être utilisés dans une enceinte thermique permettant un refroidissement à -20°C . Pendant les expériences, il sera nécessaire d’ouvrir l’enceinte (à température ambiante), puis redescendre à la température nominale de fonctionnement de -20°C . Les mesures ont pour objectif d’estimer le temps d’attente nécessaire pour que les courants de fuite du silicium soient minimaux à -20°C . J’ai simulé les interventions d’un opérateur sur les détecteurs silicium avec des cycles en température d’une heure à $+25^{\circ}\text{C}$ et d’une heure à -20°C . Une fois la consigne en température de l’enceinte atteinte, une première mesure des courants de fuite des 64 pistes est réalisée puis une mesure est faite toutes les vingt minutes. Il y a donc quatre mesures effectuées par température.

La figure 4.14 donne les courants de fuite issus de ces cycles en température pour la piste N32 des détecteurs D10(a), D14(b), D15(c), D18(d). Le comportement des quatre détecteurs est similaire. Lors de la descente en température de $+25^{\circ}\text{C}$ à -20°C , le courant de fuite se stabilise dès la première mesure à -20°C . La descente en température peut prendre environ 5 à 10 minutes avec l’enceinte de test WTL 64. Ces mesures indiquent que

le courant de fuite diminue vite et que des mesures expérimentales pourront être rapidement effectuées après la fin de l'opération sur les détecteurs. Par contre, lors de la remontée en température à $+25^{\circ}\text{C}$, le courant de fuite n'est pas encore à son niveau stabilisé dès la première mesure et nécessite quasiment une heure à la température de consigne pour se stabiliser. Ce comportement va dans le bon sens, car cela signifie que si l'opération à température ambiante sur les détecteurs silicium se fait rapidement (quelques minutes), le courant de fuite sera encore faible et il descendra plus rapidement lors du retour à -20°C .

Les courants de fuite diminuent donc rapidement et ne devraient pas poser problème lors des expériences. Une fois le courant de fuite minimum atteint, il n'y a aucun gain à attendre plus longtemps pour améliorer la valeur du courant de fuite.

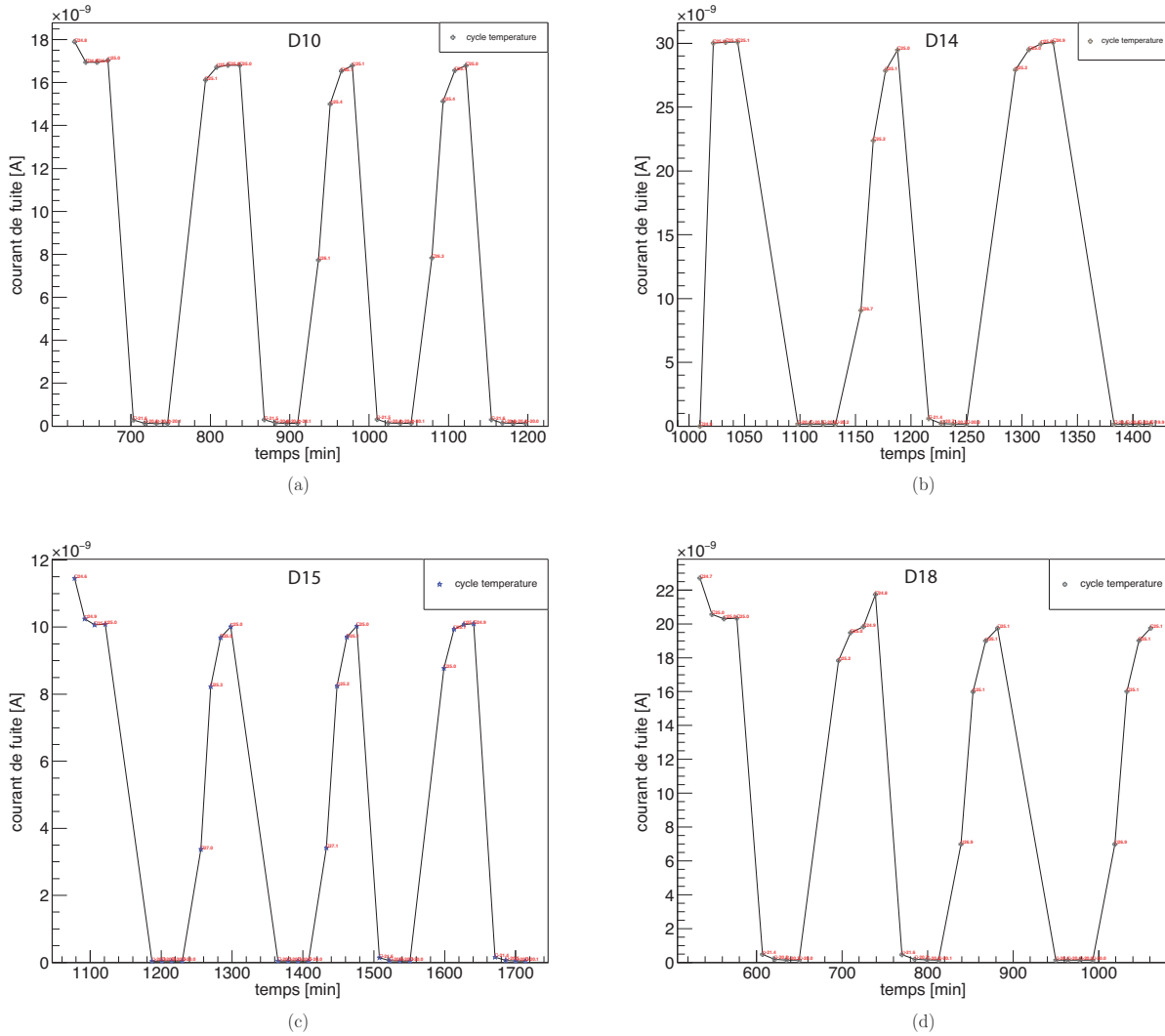


FIGURE 4.14 – Courants de fuite pour la piste N32 des quatre plans de détecteur silicium (D10(a), D14(b), D15(c), D18(d)) en fonction du temps pour des cycles en température. Une temporisation d'une heure est effectuée à $+25^{\circ}\text{C}$ puis une temporisation d'une heure à -20°C sans passer par des températures intermédiaires. Pour chaque palier en température, quatre mesures sont effectuées avec une attente de 20 minutes entre chaque mesure.

Conclusions

Les mesures automatisées des courants de fuite permettent tout d'abord d'avoir une base de données du comportement des courants de fuite pour toutes les pistes de tous les détecteurs à un grand nombre de températures. Cette base de données aurait mis plusieurs mois à être acquise manuellement. Les pistes défaillantes sur chaque détecteur ont pu être identifiées et ces résultats sont appuyés par la concordance avec les résultats obtenus par le fournisseur des détecteurs Sintef. De plus, le comportement des courants de fuite mesurés suit bien l'allure théorique attendue en fonction de la température. À une température de -20°C , les courants de fuite du détecteur sont minimums et sont ainsi optimisés pour la température nominale d'utilisation des détecteurs avec l'enceinte thermique achetée. Les opérations durant les expériences avec des remontées en température à $+25^{\circ}\text{C}$ puis des descentes à -20°C ne poseront pas de problème et les mesures pourront recommencer rapidement. Deux plans de silicium posent cependant problème : le D08 et le D13. Les problèmes observés pour le moment ne sont pas encore résolus. Il faudra trouver les explications de ces comportements et décider si les détecteurs sont utilisables pour le prototype de caméra Compton. En ce qui concerne le septième détecteur prêt pour la mesure des signaux avec une source radioactive (le D07), une mesure du courant de fuite global a été réalisée en fonction de la température. Les résultats montrent que le détecteur fonctionne globalement bien, mais il n'est pas possible de détecter des pistes individuelles défaillantes. Le PCB du détecteur D07 ne sera donc pas modifié pour réaliser des mesures de courant de fuite approfondies comme les autres détecteurs. Cette manipulation impliquerait en effet de dessouder 128 capacités et souder 128 nouvelles résistances ce qui nécessite beaucoup de temps et des manipulations délicates.

Ces mesures n'ont pas été simples à mettre en place et diverses difficultés ont été rencontrées, autant durant la mise en oeuvre du dispositif expérimental que pendant les mesures. Cependant, ces mesures de courants de fuite sont une étape importante dans la caractérisation des plans de détecteur silicium. Les détecteurs D10, D14, D15, et D18 vont maintenant être caractérisés avec des sources radioactives.

4.1.4 Performances d'un petit prototype de DSSD

Avec la première version de l'ASIC disponible, il a pu être envisagé de mesurer simultanément les 8 pistes d'une même face (P ou N). J'ai donc entrepris de caractériser un détecteur silicium en laboratoire en termes de résolution en énergie et de résolution en temps. Ne disposant que d'une carte de test de la première version de l'ASIC huit voies, seulement une face du détecteur a pu être lue avec l'ASIC (coté P) et l'autre face a été lue avec une chaîne d'acquisition composée de préamplificateurs de charge et de modules NIM (*Nuclear Instrumentation Module*) amplificateurs en énergie. Les traitements numériques des signaux sont faits avec des modules *Versa Module Europea* (VME). La chaîne d'acquisition du silicium est détaillée sur le schéma figure 4.15.

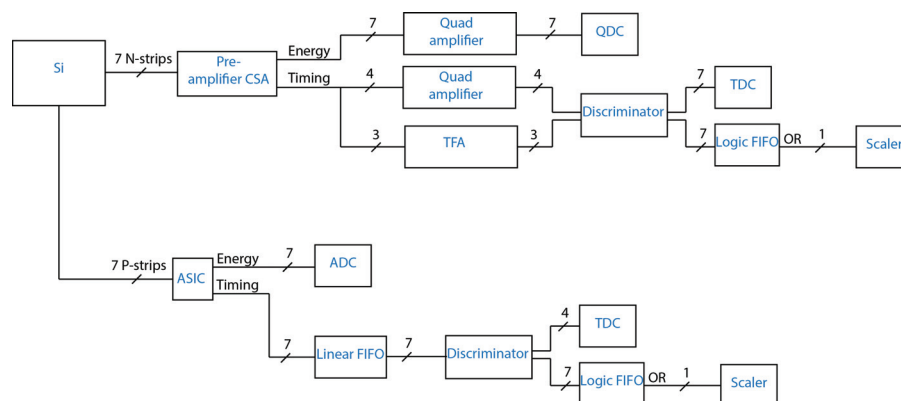


FIGURE 4.15 – Schéma de la chaîne d'acquisition utilisée pour caractériser le détecteur silicium. La partie concernant le scintillateur LaBr_3 et la partie de câblage de la coïncidence entre les deux détecteurs ne sont pas explicitées ici.

Un scintillateur LaBr_3 (Bromure de lanthane) est mis en face du détecteur silicium afin de pouvoir faire la coïncidence entre les deux détecteurs grâce à une désintégration β^+ et l'émission de deux photons de 511 keV à 180 degrés. La source utilisée est du Na-22 avec des photons émis à 511 keV et à 1,275 MeV. La figure 4.16 montre le dispositif utilisé. Une deuxième source radioactive est rajoutée avec une émission de photons gamma

de plus faible énergie afin de pouvoir détecter le pic photoélectrique dans le silicium et ainsi pouvoir calculer la largeur à mi-hauteur de ce pic donnant la résolution en énergie. La source ajoutée au Na-22 est le Co-57 avec des photons gamma de 122 keV.

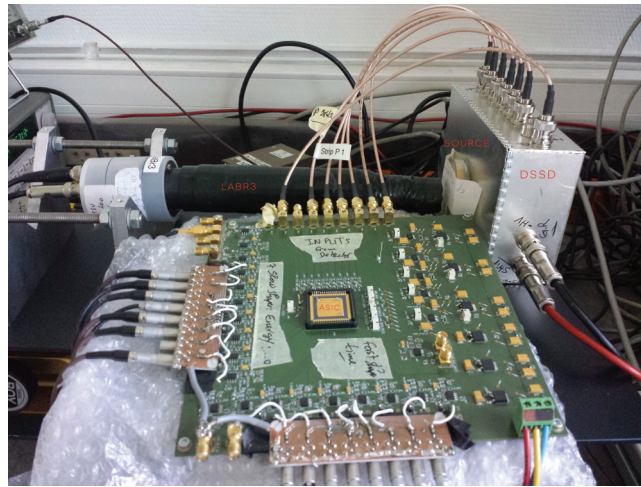


FIGURE 4.16 – Photo du dispositif expérimental. La carte de test avec l’ASIC en son centre est vue au premier plan. Le silicium se trouve dans la boîte en aluminium et les signaux des 8 pistes P arrivent sur la carte de test. Huit signaux analogiques avec une mise en forme longue (de l’ordre de la microseconde) ressortent de la carte et vont directement dans un module ADC pour obtenir l’énergie déposée. Huit signaux analogiques ressortent également avec un temps de mise en forme très rapide pour faire le trigger et l’information temporelle (TDC). La source est quant à elle positionnée sur la boîte en aluminium au niveau du silicium et du LaBr₃. Les deux détecteurs sont placés à 180 degrés afin de détecter en coïncidence les deux photons de 511 keV émis.

Résultats

Résolution temporelle

Le temps entre une coïncidence (détecteur LaBr₃ - détecteur silicium) et la détection d’un évènement sur une des pistes du silicium est enregistré par le module TDC. La résolution temporelle est définie comme la largeur à mi-hauteur du pic correspondant à la coïncidence d’un photon de 511 keV dans le silicium et le LaBr₃. Les signaux analogiques issus des pistes du diffuseur qui sont traités avec une mise en forme rapide (temps de montée rapide) sont dits signaux temporels. Lors du passage de ces signaux analogiques dans le module discriminateur pour obtenir des signaux logiques, un phénomène appelé *time walk* peut apparaître sur des signaux de faible amplitude. En effet, pour deux signaux de même temps de coïncidence, mais d’amplitude d’impulsion différente, une différence dans le temps de génération du signal logique apparaît, et ce jusqu’à 10 ns. Une explication du *time walk* est donnée lors du traitement des données de l’expérience au GANIL (section 5.2.5). En corrigeant les spectres en temps du *time walk*, les résolutions en temps sont améliorées pour les pistes P et N. Un ajustement Voigt est appliqué sur le pic de coïncidence du spectre TDC pour obtenir la résolution temporelle (FWHM). La figure 4.17 montre les spectres TDC calibrés de la piste P3 ((a) et (b)) et de la piste N4 ((c) et (d)) avant et après correction du *time walk*. Le pic présent sur le spectre est celui de la différence de temps entre une coïncidence (détecteur LaBr₃ – détecteur silicium) et la détection d’un évènement sur la piste du silicium étudiée.

Le tableau 4.3 donne les résolutions temporelles estimées avec le fit Voigt sur les spectres TDC. Le fait de corriger le *time walk* améliore jusqu’à 30 % la résolution temporelle des pistes P. La résolution atteinte est bonne (13,6 %) sachant que la résolution temporelle utilisée dans les simulations Monte Carlo est de 15 ns. La résolution obtenue pour les pistes N est plus dégradée. Cette dégradation est due à l’utilisation des pré-amplificateurs de charges et à l’utilisation de modules NIM d’amplification du signal *quad amplifier*. La résolution temporelle sur les pistes N devrait être à minima équivalente à la résolution temporelle des pistes P.

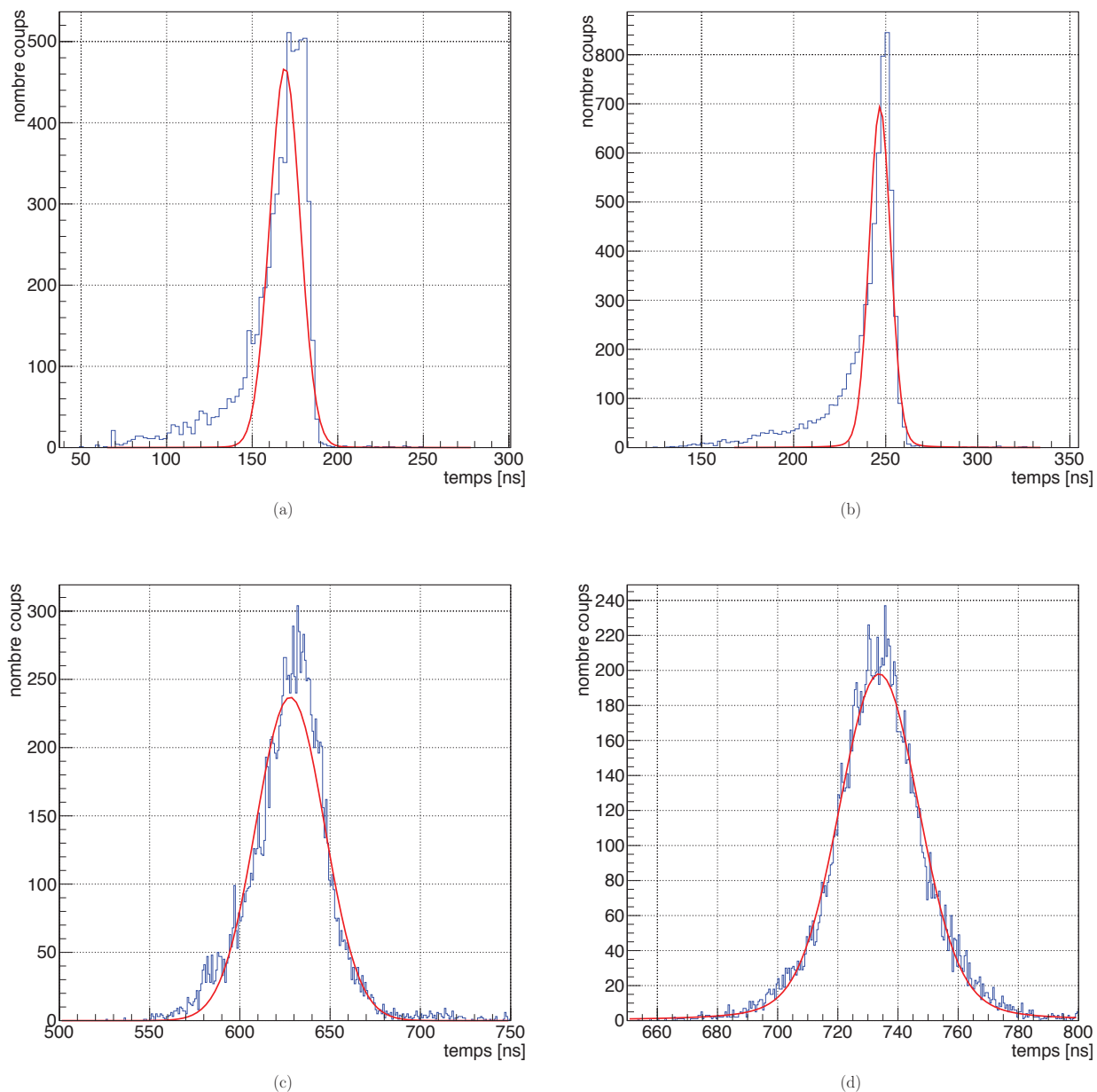


FIGURE 4.17 – Spectre TDC des pistes P3 et N4. Les figures (a) et (c) donnent les spectres TDC des pistes P3 et N4 sans correction appliquée. Les figures (b) et (d) présentent les spectres de ces mêmes pistes, mais avec la correction du *time walk* appliquée. Un ajustement Voigt (courbe rouge) est appliqué à chaque spectre pour calculer la résolution temporelle des pistes.

Résolution en énergie

La résolution en énergie des pistes du petit détecteur silicium est définie comme la largeur à mi-hauteur du pic photoélectrique du Co-57 sur les spectres en énergie acquis. La figure 4.18 montre le spectre en énergie de la piste P2 après calibration du spectre. Les spectres en énergie obtenus avec les pré-amplificateurs de charge ORTEC ne permettent pas d'obtenir la résolution en énergie avec le pic photoélectrique du Co-57. Les résolutions en énergie obtenues pour l'ensemble des pistes P sont résumées dans le tableau 4.4. Les pistes 1 et 5 n'ont pas fonctionné lors de cette expérience. La résolution atteinte est de 13 keV (FWHM) au mieux. L'objectif est d'atteindre une résolution en énergie de 1 keV (FWHM) pour les plans de détecteur silicium du prototype de caméra Compton. La différence de performance vient du fait que la mesure a été réalisée à température ambiante (courant de fuite du détecteur non nul) et que la carte de test de l'ASIC utilisée n'a pas été développée à l'origine pour la mesure

TABLE 4.3 – Résolution temporelle des pistes P et N du petit plan de détecteur silicium à température ambiante. Les résultats sont donnés avec et sans application de la correction du *time walk*.

Piste silicium	Résolution temporelle (FWHM) [ns]			
	Piste P	Piste P corrigée	Piste N	Piste N corrigée
0	34,9	22,9	/	/
2	22,4	18,5	42,4	29,5
3	20,8	13,6	51,2	40,0
4	22,2	14,5	44,7	31,6
6	28,6	20,0	86,8	78
7	30,6	21,3	/	/

de signaux physiques. Les connecteurs permettant d'extraire les signaux analogiques de la carte de test étaient, à ce moment-là, fragiles et du bruit était présent sur les signaux. Les résultats restent cependant acceptables pour un démonstrateur.

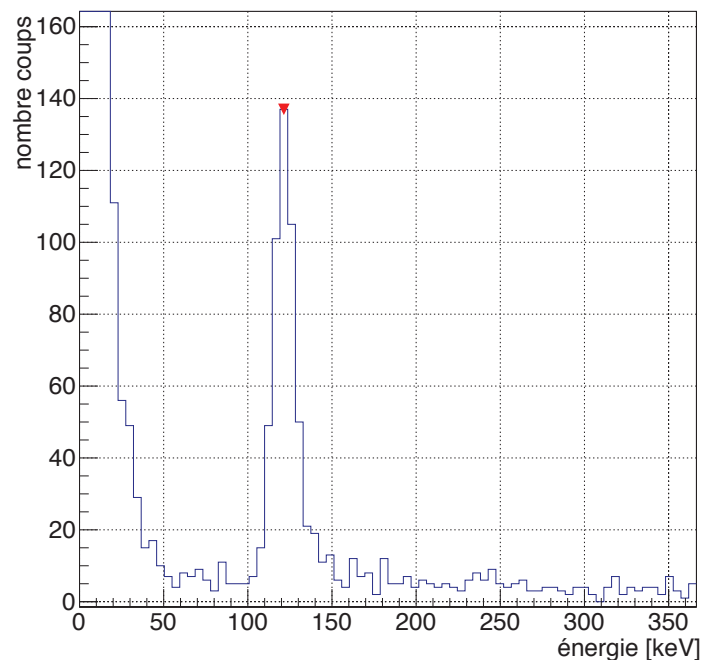


FIGURE 4.18 – Spectre en énergie de la piste P2. Spectre obtenu avec une source de Co-57. Le pic photoélectrique présent sur le spectre est celui des photons de 122 keV.

TABLE 4.4 – Résolution en énergie pour les pistes P du petit plan de détecteur silicium à température ambiante. Résolution estimée sur le pic à 122 keV du Co-57.

Piste P	Énergie [keV]	Résolutions en énergie (FWHM)	
		[keV]	[%]
0	122	20	16,4
2	122	13	10,6
3	122	14	11,5
4	122	14	11,5
6	122	16	13,1
7	122	26	21,3

Ces mesures de performances d'un petit plan de détecteur silicium ont permis de vérifier les performances atteignables par un DSSD. La première version de l'ASIC développée pour le diffuseur du prototype de caméra Compton a également pu être testée avec un détecteur.

4.1.5 Mécanique associée au diffuseur

Le silicium est connu pour pouvoir fonctionner à température ambiante. Les premières mesures de courant de fuite ont mis en avant l'amélioration significative de la résolution en énergie avec une diminution de la température du détecteur. Une solution de refroidissement a donc été recherchée. Une entreprise spécialisée de la région Rhône-Alpes a permis de mettre en oeuvre une solution personnalisée à notre besoin et nos contraintes. Après plusieurs itérations, une enceinte thermique de dimensions $490 \times 490 \times 300 \text{ mm}^3$ avec une capacité d'évacuation thermique de 400 W à -20°C est fabriquée. Les parois sont composées de 2 mm d'aluminium et trois couches de 10 mm d'aérogels de silice (*Spaceloft*®). Les parois de l'enceinte représentent une épaisseur équivalente de 2 mm de silicium avec une probabilité d'interaction des photons de 0,7 % à 1 MeV. L'enceinte isole les détecteurs de la lumière et des perturbations électro-magnétiques. Il est prévu une atmosphère contrôlée dans l'enceinte avec un flux d'air sec (azote). Le refroidissement est effectué par un puissant compresseur d'air. J'ai pris en charge le suivi technique du projet avec l'industriel.

En parallèle, la puissance thermique dégagée par l'ensemble des composants de chaque carte DAQ a été estimée. Pour les sept plans de détecteur silicium, un total de 700 W a été atteint en fonctionnement dynamique. Cette puissance est atteinte majoritairement à cause des amplificateurs en sortie d'ASIC. Cette puissance étant importante au vu de la capacité de réfrigération de l'enceinte thermique, il a été nécessaire de diminuer la puissance thermique totale dissipée sur la carte DAQ. Les performances des composants étant inversement proportionnelles à leur consommation électrique, ces dernières ont dû être dégradées afin de rentrer dans les spécifications des 400 W thermiques.

Finalement, un système de fixation des cartes DAQ a été fabriqué par le service mécanique de l'IPNL afin d'avoir un positionnement des cartes au millimètre près suivant l'axe perpendiculaire au patient. Il est possible de sortir l'ensemble des cartes de l'enceinte via un système de rails. Un système de « patch panel » est également utilisé pour la gestion des câbles de haute et basse tension dans l'enceinte thermique.

La figure 4.19(a) est une photo de l'enceinte thermique vide. L'entrée (petit rectangle en haut) et la sortie (gros rectangle au centre) de l'air réfrigéré sont visibles sur la photo. La figure 4.19(b) montre une carte d'acquisition DAQ du diffuseur montée sur un support coulissant pour déplacer l'ensemble des cartes dans l'enceinte thermique. Un plan de détecteur silicium est connecté à la carte DAQ. Les sept plans de détecteur silicium vont être rangés les uns derrière les autres dans la structure coulissante. Cette structure a été construite par le service mécanique de l'IPNL.



FIGURE 4.19 – Photo de l'enceinte thermique vide permettant de dissiper 400 W thermiques à -20°C (a). La photo de droite (b) montre une carte DAQ fixée sur un support coulissant permettant de maintenir et de positionner les cartes DAQ dans l'enceinte thermique.

Il est nécessaire de tester à présent l'enceinte thermique en termes d'étanchéité aux fuites d'azote et de tester les cartes DAQ à l'intérieur à la température de fonctionnement souhaitée (-20°C).

4.1.6 Prochaines étapes

Depuis le début du projet, beaucoup d'efforts ont déjà été mis sur le développement du diffuseur tant au niveau électronique que mécanique. Globalement, les développements arrivent à leur terme, mais il reste encore quelques mois de travail pour réaliser les tâches suivantes :

- finaliser le test électronique de la carte DAQ,
- tester la carte DAQ avec les ASIC,
- tester le détecteur silicium connecté à la carte DAQ puis au reste de la chaîne d'acquisition (système μ -TCA et PC d'acquisition),
- coder le *firmware* dans le μ -TCA pour l'acquisition seule en mode auto-trigger du diffuseur,
- préparer les PCB mezzanines sur lesquels sont les plans de détecteur silicium pour la mesure de signaux physiques (changement des résistances en capacités). Opération délicate, car les composants sont très près des *bondings* du silicium,
- tester l'étanchéité et la descente en température de l'enceinte thermique,
- aménager l'enceinte thermique avec la structure mécanique de maintien des cartes DAQ,
- réaliser un trou pour le passage des câbles dans l'enceinte thermique,
- réaliser le *patch panel* pour les câbles basse et haute tensions.

4.2 Hodoscope

Le prototype de caméra Compton développé à Lyon est à temps de vol ce qui permet de diminuer le bruit de fond de mesure en discriminant les ions légers et les neutrons des photons gamma, en fonction de leur temps de vol entre l'absorbeur et la sortie de la tête d'irradiation (la « nozzle »). Dans l'objectif de récupérer l'information du passage des ions incidents entre la nozzle et le patient, un détecteur acceptant un taux de comptage très important et étant transparent pour le parcours des ions doit être installé. La solution technologique choisie pour ce prototype est un hodoscope à fibres scintillantes. Ce détecteur ainsi que son électronique ont été développés à l'IPNL.

Ayant moins travaillé durant ma thèse sur ce détecteur, je ne ferai qu'une description du détecteur ainsi que du statut actuel du développement.

4.2.1 Description

L'hodoscope possède 2×128 fibres scintillantes carrées de 1 mm^2 de BCF 12 (Saint Gobain) et de 140 mm de long. Les deux plans de fibres sont positionnés de manière orthogonale afin d'avoir une information en deux dimensions (x,y) . Les fibres scintillantes sont lues des deux côtés afin d'obtenir une information plus précise sur le lieu d'interaction grâce au temps de collection des photons lumineux. Les fibres scintillantes sont reliées par le moyen d'un collage à des fibres claires de 1,5 mm de diamètre et d'un mètre de long. Les photons lumineux sont collectés par huit photomultiplicateurs (PM) multi-anodes Hamamatsu H8500 de 64 voies. Chaque voie de PM va recevoir le signal d'une fibre scintillante pour un total de 512 voies de lecture. Chaque photomultiplicateur possède une carte électronique DAQ dédiée. Les réglages doivent autoriser une dynamique de détection allant des protons de 250 MeV jusqu'aux ions carbone de 80 MeV/n, c'est-à-dire deux ordres de grandeur. La réponse spectroscopique des signaux ne sera utile que dans un mode de contrôle à faible taux de comptage. La figure 4.22(a) montre l'hodoscope avec les fibres claires connectées et les photo-multiplicateurs reliés.

La chaîne d'acquisition est équivalente à celle du diffuseur et comprend : un ASIC, un ADC, un TDC et un FPGA. Par contre, les performances recherchées étant différentes, une électronique dédiée a également été développée pour ce détecteur.

Les performances attendues sont :

- taux de comptage : 10^8 Hz par plan de détection,
- résolution temporelle : 1 ns,
- résolution spatiale : 1 mm.

4.2.2 Avancement du développement

4.2.2.1 Électronique

La fonction principale de l'hodoscope est de fournir une information temporelle rapide (résolution de 1 ns) et avoir un taux de comptage élevé de 10^8 Hz. Les performances de l'ASIC sont donc différentes de celles demandées à l'ASIC pour le diffuseur. La première version de l'ASIC huit voies comprend un préamplificateur de charge et un comparateur [Deng et al., 2013] capable de travailler à 10^8 Hz. Dans la seconde version, un TDC basé sur une horloge à 160 MHz en combinaison avec une DLL (*Delay Locked Loop*) et un encodeur Gray a été implanté. La troisième version de l'ASIC (32 voies) et un prototype de carte DAQ ont été réceptionnés et sont en cours de test actuellement dans le service électronique.

Il n'y a qu'un FPGA par carte DAQ qui s'occupe du traitement des données et de leur envoi sur le lien optique vers la carte AMC40. La figure 4.20 montre le prototype de carte DAQ actuellement en cours de test dans le service électronique de l'IPNL. La carte supporte principalement deux ASIC dédiés pour la lecture d'un PM multi-anode 64 voies, le connecteur permettant d'accueillir ce PM, un photomultiplicateur Hamamatsu H8500, un FPGA et la connectique pour communiquer avec le reste de l'acquisition.

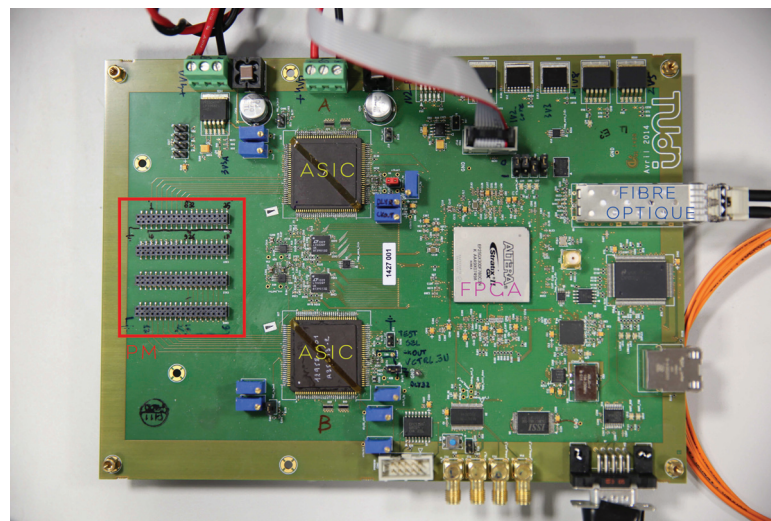


FIGURE 4.20 – Photo de la carte DAQ pour l'hodoscope. L'emplacement du photomultiplicateur multi-anodes peut être distingué sur la carte (4 connecteurs de 16 voies chacun) ainsi que les deux ASIC et les connecteurs pour la fibre optique.

4.2.2.2 Instrumentation

Des prototypes d'hodoscope (2×1 fibres et 32 fibres) ont déjà été testés expérimentalement sur faisceau d'ions. Les résultats issus de ces mesures ont permis de mettre en avant la limitation du taux de comptage due aux limites intrinsèques du photomultiplicateur (et non des fibres scintillantes) : 10^7 Hz. Il a également pu être montré que la résolution temporelle atteignable pour l'hodoscope 256 fibres est de 1 ns FWHM avec une lecture à une seule extrémité de fibre. Cette résolution pourra être améliorée par une lecture aux deux extrémités de chaque fibre, prévue dans le montage final (qui représente donc 512 voies de lecture). Ces résultats ont été obtenus avec des modules NIM et une acquisition VME et il sera encore possible de les améliorer avec l'électronique intégrée en cours de développement.

Le calibrage de chaque voie des photo-multiplicateurs est en cours de réalisation. Le banc de test actuellement mis en place consiste à scanner chacune des 64 voies d'un PM multi-anodes avec une source lumineuse (DEL) dont l'énergie des photons lumineux est connue. Le balayage des voies se fait de manière automatique grâce au pilotage de deux axes de translation en x et en y . La figure 4.21 montre le banc de test mis en oeuvre. Cette calibration permettra de caractériser l'efficacité de chaque voie des photomultiplicateurs.

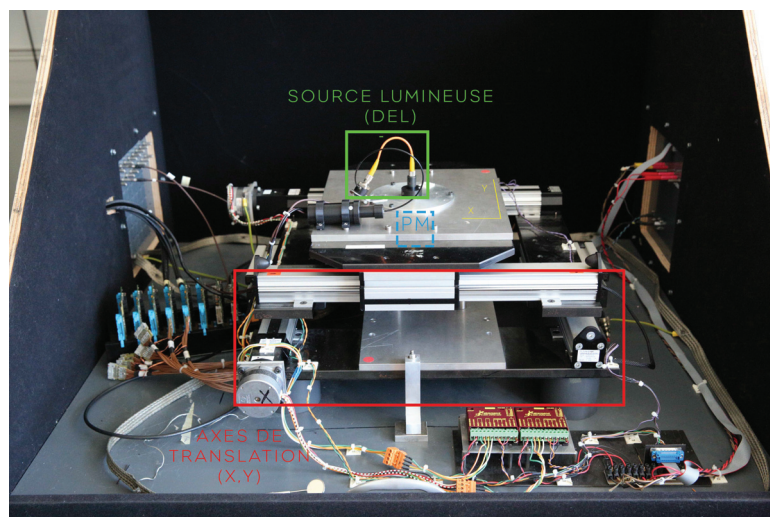


FIGURE 4.21 – Photo du banc de test mis en place à l’IPNL pour la calibration des PM multi-anodes. La source lumineuse (DEL) est déplacée au-dessus du PM multi-anodes grâce à des moteurs pas à pas pilotés par une application Labview.

4.2.2.3 Mécanique

L’objectif principal concernant la mécanique de l’hodoscope est de pouvoir piloter le déplacement de l’hodoscope avec deux axes de translation (x,y). La position extrême du déplacement des moteurs permet de sortir entièrement l’hodoscope du faisceau d’ions. La difficulté est que les fibres claires ont une longueur définie (1 m) et que les fibres arrivant sur un même PM sont originaires de deux côtés opposés de l’hodoscope. Par exemple, il va arriver 32 fibres venant du haut du détecteur et 32 fibres du bas du détecteur (64 fibres par PM). Il n’est donc pas trivial de trouver un positionnement des cartes DAQ (8 en tout) autour de l’hodoscope. La conception de ce système mécanique est en cours dans notre service mécanique et une première modélisation est montrée figure 4.22(b). Le système d’axes (x,y) de positionnement de l’hodoscope devrait par ailleurs être positionné sur une table réglable en hauteur et indépendante de la table de positionnement de la caméra Compton (diffuseur et absorbeur). Le dispositif de translation va permettre de sortir complètement l’hodoscope hors du faisceau d’ions si besoin et l’hodoscope et les cartes d’acquisition sont solidaires lors des déplacements.

4.2.3 Prochaines étapes

En termes de développement électronique, une deuxième version de la carte DAQ est en cours de fonderie. À la réception de la carte, il faudra la tester seule puis avec l’ASIC afin de valider son fonctionnement. Du point de vue instrumental, le détecteur hodoscope est assemblé (voir figure 4.22(a)) et les PM multi-anodes sont en cours de caractérisation. L’étape suivante consistera à adapter le banc de test pour caractériser chaque voie de lecture (fibre scintillante + fibre claire + voie de PM) afin de vérifier la connectique et de calibrer chaque voie. Il faut attendre la disponibilité des cartes DAQ afin de pouvoir faire les premiers tests du prototype de l’hodoscope. Le développement du *firmware* pour permettre l’acquisition des données par le système μ -TCA va se faire en parallèle.

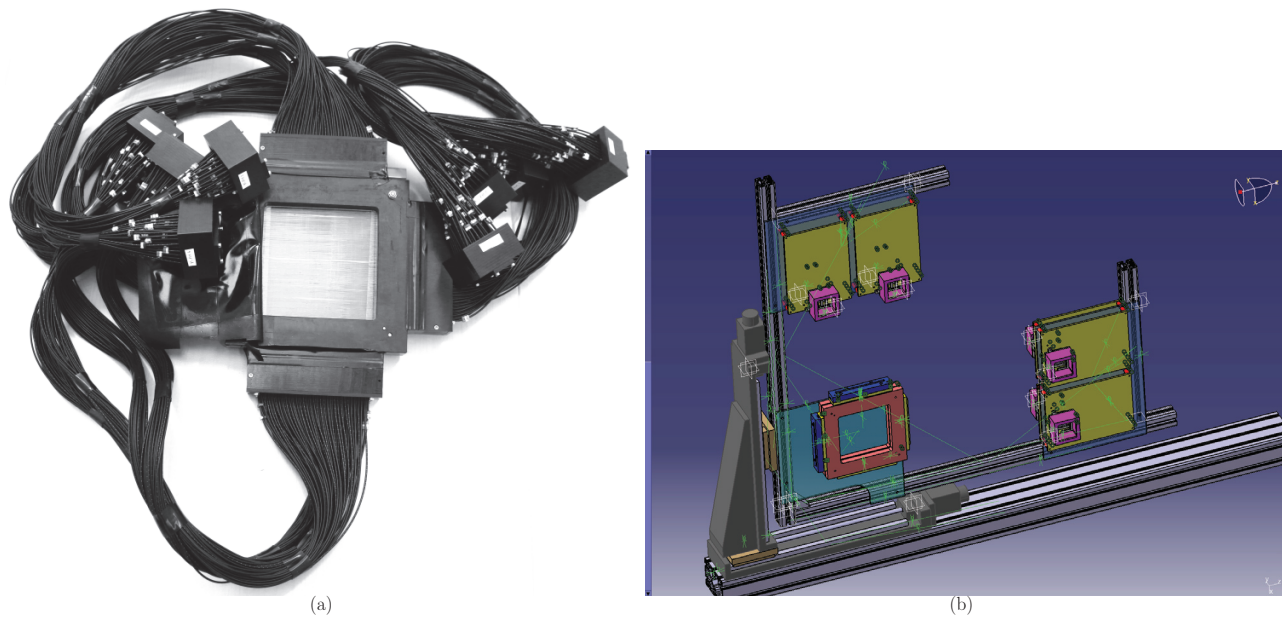


FIGURE 4.22 – Photo de l'hodoscope final (a) 2×128 fibres scintillantes. Les fibres claires sortent des quatre côtés de l'hodoscope et sont connectées aux PM 64 voies. Il y a 8 PM, pour un total de 512 fibres claires lues. La figure (b) donne la modélisation 3D de la structure mécanique en cours d'étude dans le service de mécanique de l'IPNL. L'hodoscope est situé en bas à gauche sur la modélisation et les cartes d'acquisitions se situent en haut et à droite de l'hodoscope. Les cartes sont disposées deux par deux et dos à dos pour optimiser la place.

4.3 Absorbeur

L'absorbeur est le troisième détecteur composant la caméra Compton et a pour objectif d'absorber entièrement les photons gamma prompts ayant diffusé dans le diffuseur silicium. Ce détecteur sera également utilisé pour une caméra collimatée (absorption directe des gamma prompts).

4.3.1 Description

L'absorbeur est composé de 96 blocs individuels de BGO pour une dimension totale de $380 \times 380 \times 30 \text{ mm}^3$. Les blocs ont été récupérés d'un système de tomographie à émission de positrons (TEP) clinique Siemens HR⁺. La chaîne d'acquisition de ces blocs n'était pas réutilisable, car, étant une électronique propriétaire de Siemens, il est impossible de l'utiliser sans les logiciels fournis par le constructeur. Je décrirai ultérieurement l'électronique développée au LPC de Clermont-Ferrand pour ce détecteur. Chaque bloc est composé d'un cristal scintillateur BGO (*Bismuth Germanium Oxide*) et d'un système de quatre photomultiplicateurs avec l'électronique associée. Les blocs de BGO sont striés longitudinalement et cela constitue une matrice de 8×8 pixels (voir figure 4.23(a)). Ces stries sont censées guider la lumière dans le scintillateur et ainsi optimiser la résolution spatiale du détecteur.

Les quatre tubes photo-multiplicateurs ont un gain de typiquement 10^6 et une tension de fonctionnement de +1250 V. Les quatre PM sont cylindriques et recouvrent les deux tiers de la surface du bloc scintillateur. Les PM permettent d'échantillonner le flux sortant des photons visibles qui reste corrélés à la position du point d'absorption des gamma incidents, grâce en particulier au système de stries, optimisé pour 511 keV. À la suite de premiers tests, il est apparu que le gain des PM pour un bloc n'était généralement pas homogène. Dans le but de faciliter et d'optimiser la résolution en énergie des blocs, il a été choisi de regrouper les blocs de même gain ensemble. Un travail de séparation des blocs, de test du gain de chaque PM, de polissage des blocs scintillateurs et de recollage des PM par quatre sur les blocs BGO a été entrepris. Une carte nommée « pont diviseur » permettant de gérer l'alimentation des PM a également été refaite.

Les cartes DAQ ASM (*Analog Sampling Module*) pour l'absorbeur traitent les signaux venant de chaque PM. Les cartes sont au nombre de 16 avec 24 voies différentielles par carte ce qui donne un total de 384 voies de lecture.

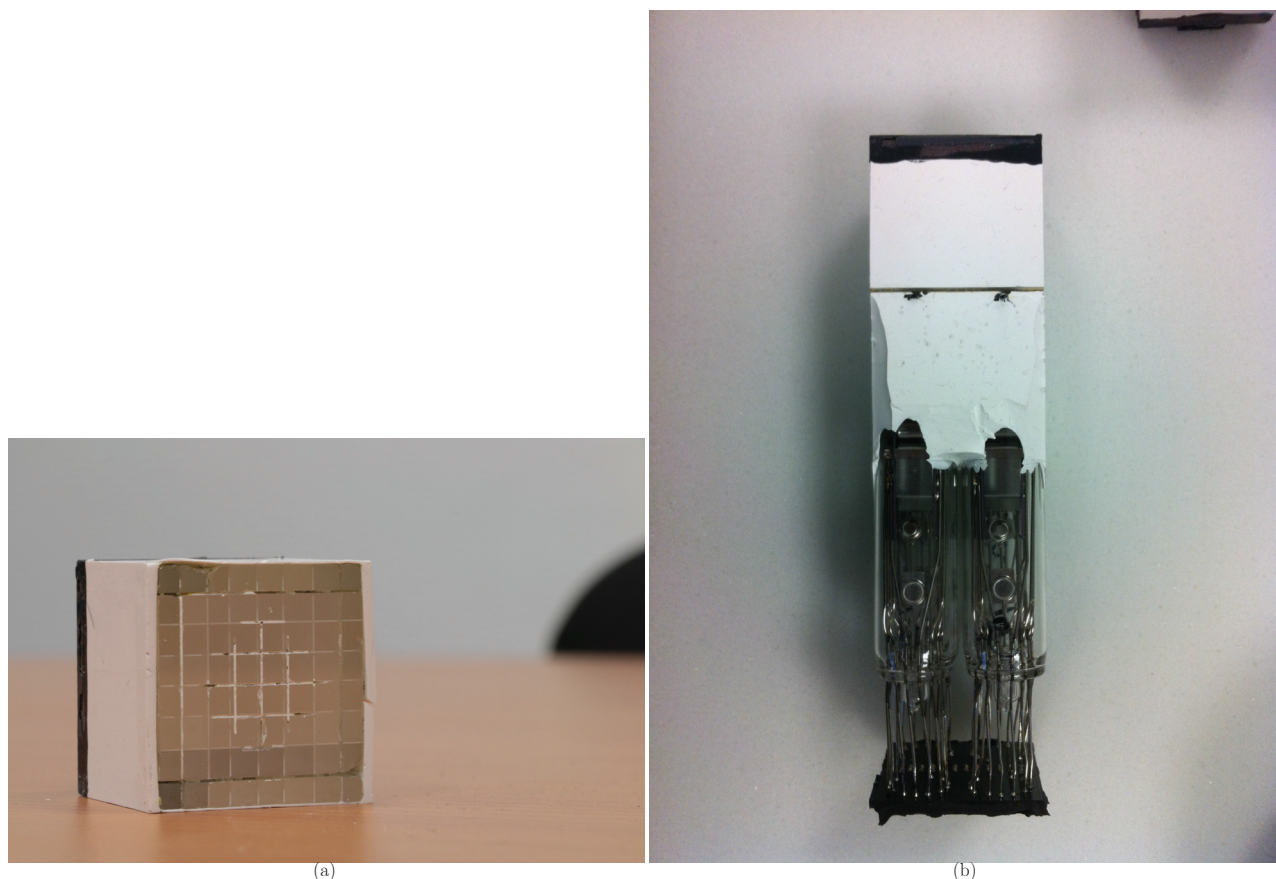


FIGURE 4.23 – Photo d’un bloc scintillateur de BGO (a). La matrice de 8×8 pixels formée par les stries dans le scintillateur peut être facilement distinguée. La photo de droite (b) montre le bloc scintillateur couplé par collage au système d’amplification du signal, composé de 4 tubes photomultiplicateurs, avant le reconditionnement et le ré-appariement des PM.

Les cartes ASM ont pour fonction :

- d’échantillonner les signaux venant de PM grâce à une puce DRS4 et un ADC 12 bits de 8 voies. L’échantillonnage est réalisé à 6 GHz avec la possibilité de stocker jusqu’à 1 000 échantillons dans la mémoire de la puce ;
- de fournir un trigger suite à la détection d’un évènement sur une voie d’un PM. Le trigger est généré au moyen d’un seuil haut et d’un seuil bas et permet de se rapprocher des conditions d’un CFD en limitant l’effet du *time walk* d’un discriminateur simple seuil.

Les signaux numériques sont ensuite traités par un FPGA Cyclone IV Gx d’ALTERA et envoyés au système μ -TCA par fibre optique. Le débit de données pouvant être atteint sur la fibre optique est de 3 Gbits/s. Les cartes sont au format VME ce qui nécessite leur positionnement dans un panier d’alimentation (ou *crate*) dédié. Une carte VME dite « blonde » est placée entre les cartes ASM et la carte AMC40 du μ -TCA. La carte blonde a pour but de générer une horloge pour les circuits d’échantillonnage, d’un signal de reset général, d’un signal d’inhibition des cartes ASM, le signal de pré-trigger (*time stamp*) à la suite d’un signal comparateur généré sur une carte ASM. La figure 4.24(a) présente la carte ASM développée au LPC Clermont-Ferrand avec une description des différentes parties de la carte. La figure 4.24(b) présente le diagramme de fonctionnement des cartes ASM.

Une structure mécanique est en cours de réalisation par le service mécanique du LPC Clermont-Ferrand. La structure doit pouvoir maintenir mécaniquement les 96 blocs absorbeurs ensemble tout en assurant une isolation des blocs à la lumière. Les blocs venant d’une TEP clinique (circulaire), sont conçus pour être mis en couronne. C’est pourquoi il n’est pas possible de créer un absorbeur plan, mais il est nécessaire de choisir une géométrie concave pour optimiser l’espacement entre chaque bloc. Les blocs sont disposés par 10 sur 10 étages et il manque un bloc dans les 4 coins de la structure finale (96 blocs au total) (figure 4.25). Une autre contrainte forte de

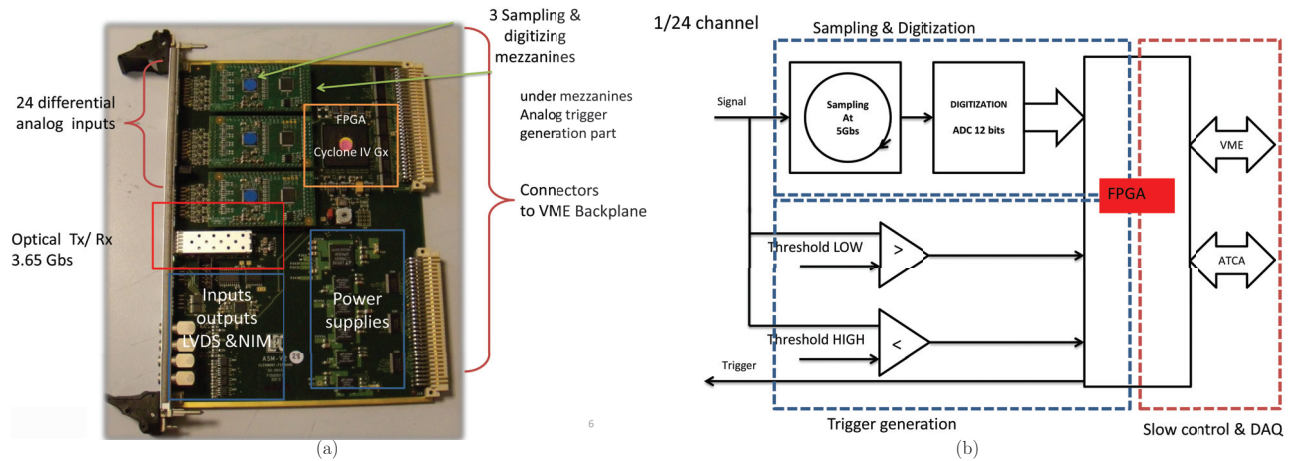


FIGURE 4.24 – Description des différentes parties d’une carte ASM (a). Diagramme de fonctionnement d’une voie de lecture sur la carte ASM (b). Les deux fonctions sont répétées 24 fois sur une carte ASM. Photo et schéma issus d’une présentation de M. Magne lors du *Fast Timing Workshop* (13 mars 2014 au LPC Clermont-Ferrand).

cette structure est de pouvoir gérer la quantité de câbles nécessaire à l’utilisation des blocs BGO (96 câbles de haute tension, 384 signaux analogiques). Deux goulottes verticales sont ainsi utilisées afin de guider les câbles des différents étages vers le bas de la structure où ils sont évacués vers un « patch panel ». L’utilisation d’un « patch panel » présente les avantages suivants :

- déconnecter l’absorbeur de l’électronique déportée (cartes ASM, cartes haute tension) facilement sans déconnecter chaque bloc à l’intérieur de la structure,
- éviter les tensions mécaniques dues au poids des câbles sur les détecteurs,
- gagner en place à l’intérieur de la structure avec l’utilisation de câbles plus fins et plus souples entre le « patch panel » et les détecteurs.

Le poids total estimé est de 75 à 80 kg pour l’ensemble de l’absorbeur. La figure 4.25 montre la modélisation de la structure mécanique de l’absorbeur.

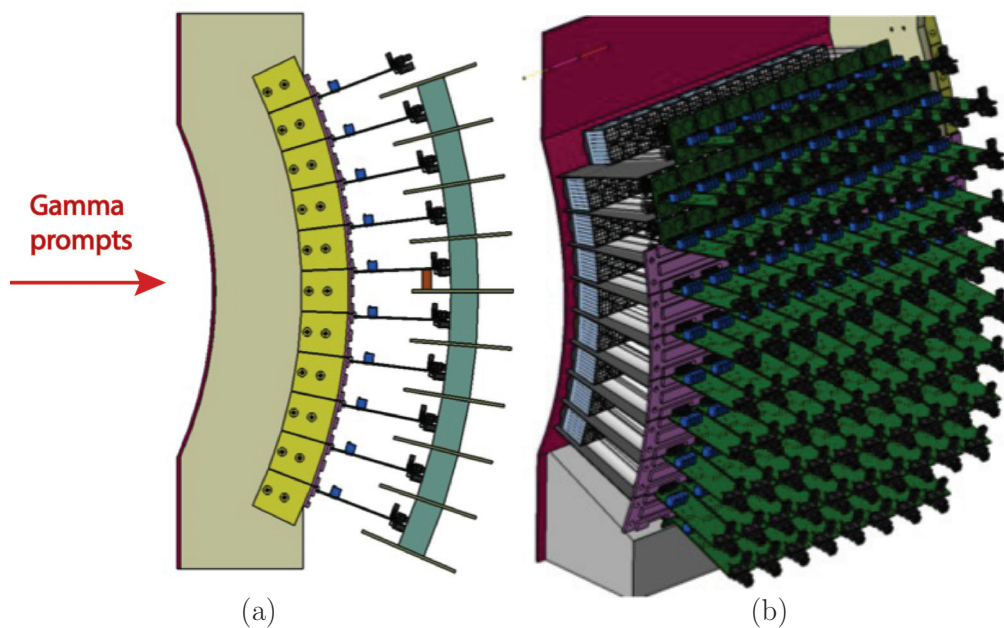


FIGURE 4.25 – Vue latérale (a) et vue générale arrière (b) de la structure mécanique développée pour l’absorbeur. Les blocs de BGO ne sont pas représentés sur la figure de gauche et les PM ne sont pas affichés sur la figure de droite. Les cartes de pont diviseur sont affichées quant à elles en vert. Vues fournies par le service mécanique du LPC Clermont-Ferrand.

4.3.2 Caractérisation d'un bloc BGO

Les blocs reconditionnés sont tous stockés à Clermont-Ferrand pour le moment. Les premières mesures à Lyon ont été réalisées sur les blocs BGO originaux de la TEP HR⁺ démantelée. Je n'ai personnellement pas fait la caractérisation des blocs de BGO et c'est pourquoi je ne vais présenter que les résultats. J'ai utilisé par contre un bloc BGO lors d'expériences sur faisceau d'ions et je reviendrai sur les résultats obtenus dans ce cas précis. Ne possédant pas l'électronique *front-end* dédiée aux blocs absorbeurs, la lecture et le traitement des signaux d'un bloc BGO sont réalisés par une électronique composée de modules NIM et de cartes VME. Le nombre de voies de lecture étant rapidement limité avec cette électronique, les données que d'un bloc de BGO sont acquises à la fois (4 voies de lecture avec 1 voie par PM).

Des mesures de gammas prompts induits par des ions carbonés de 95 MeV/n ont été effectuées au GANIL à Caen [Krimmer et al., 2015]. La structure en temps du faisceau consiste en une impulsion toutes les 80 ns. Un bloc de BGO strié non reconditionné est utilisé. La figure 4.26(a) représente le spectre TDC obtenu entre la détection d'un événement dans un bloc BGO et le signal HF de l'accélérateur. Une résolution de 2 ns (FWHM) est obtenue. La figure 4.26(b) montre la reconstruction 2D des positions des événements détectés par le bloc BGO. La position de chaque événement est reconstruite à partir du calcul du centroïde des signaux des 4 PM. On voit nettement une répartition pixellisée des photons avec ce détecteur conçu pour des gammas de 511 keV. On distingue bien 8×8 pixels, même si les pixels des bords sont peu abondants. Une étude systématique doit être réalisée en balayant une source convenablement collimatée devant le détecteur, et voir ce qu'il advient des photons sur les bords : soit on a une mauvaise efficacité (pas de signal en sortie) soit on a une mauvaise reconstruction spatiale qui aura un effet sur la résolution du détecteur, mais pas sur son efficacité. Par ailleurs, il ressort qu'il est nécessaire de faire une calibration en énergie et en temps pour chaque pixel du bloc BGO afin d'obtenir une reconstruction des positions optimales. Cette opération est longue au vu du nombre de blocs à calibrer (96 blocs avec 64 pixels par bloc). Il est donc nécessaire d'avoir un algorithme robuste qui permet ces calibrations. Un premier travail dans le groupe a été fait sur ce sujet et un travail de développement d'un algorithme mathématique est en cours à Clermont-Ferrand en partenariat avec la faculté de mathématiques locale.

La figure 4.26(c) est le spectre en énergie de la somme des 4 PM avec une source de Cs-137. Une résolution en énergie de 21% (FWHM) est observée pour le pic photo absorption à 667 keV. Une amélioration de la résolution en énergie est attendue pour des photons ayant une énergie plus importante (variation en $1/\sqrt{E}$). Pour une application en hadronthérapie, la résolution devrait donc être meilleure. Par ailleurs, la résolution en énergie de l'absorbeur est moins cruciale que sa résolution spatiale [Richard et al., 2012]. Les résolutions suivantes pour un bloc BGO sont atteintes :

- résolution en énergie : 21% à 667 keV (FWHM),
- résolution temporelle : 2 ns (FWHM),
- résolution spatiale : indéterminée.

Il est évident que ces performances ne sont pas optimums pour la caméra Compton, mais au vu de la surface de l'absorbeur et du coût d'achat des détecteurs, ces blocs de BGO conviennent parfaitement pour un premier prototype de taille clinique de caméra Compton. Dans une perspective d'améliorer les performances de la caméra, un absorbeur fait d'un matériau possédant une meilleure résolution en énergie et temporelle serait utile comme par exemple le LYSO (*Lutetium-Yttrium Oxyorthosilicate*).

Il en ressort donc que l'information obtenue dans les bords du scintillateur est plus difficilement exploitable ce qui induit une zone semi-morte sur les bords du bloc de la taille d'un pixel (environ 4 mm).

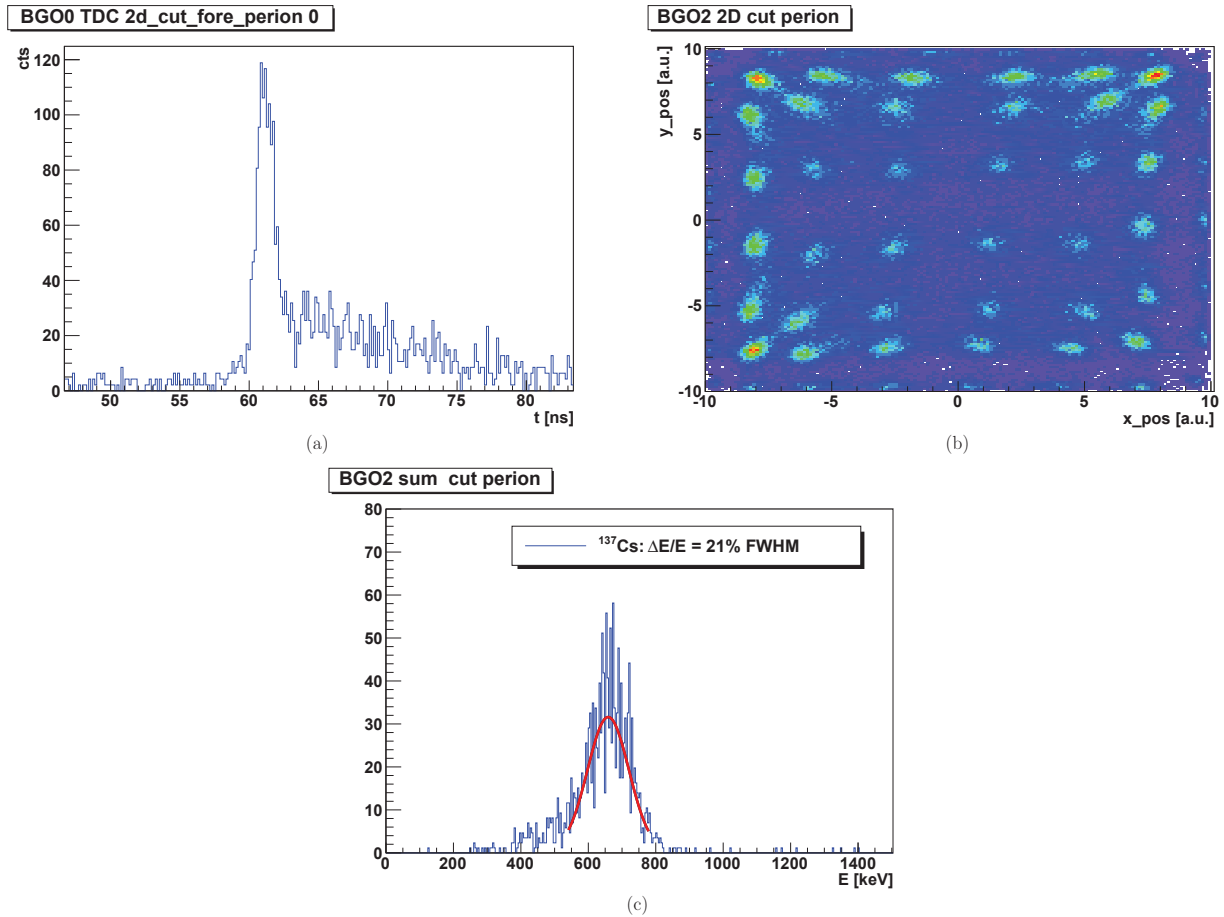


FIGURE 4.26 – La figure (a) donne le spectre TDC issu d’un bloc BGO. La figure (b) est la reconstruction 2D des positions d’interaction des photons dans le BGO avec des unités arbitraires. On retrouve les pixels dessinés par les stries dans le bloc scintillateur. Résultats obtenus un faisceau d’ions carbone de 95 MeV/n irradiant une cible en PMMA au GANIL. La figure (c) est le spectre en énergie obtenu avec un bloc BGO pour des photons monoénergétiques de 667 keV (source de Cs-137).

4.3.3 Prochaines étapes

Comme le développement des autres détecteurs composant la caméra Compton, l’instrumentation de l’absorbeur représente une grande quantité de travail. J’ai listé ci-dessous un certain nombre d’actions qu’il reste à effectuer avant de pouvoir intégrer l’absorbeur au système complet. Cette liste n’est bien sûr pas exhaustive.

- Collage des blocs BGO avec le système de PM.
- Caractérisation des blocs en énergie et en temps.
- Montage des blocs dans la structure mécanique.
- Programmation d’un TDC dans le FPGA des cartes ASM.
- Programmation de la partie *slow control* des cartes ASM et des tensions utilisées.
- Programmer le *firmware* dans le μ -TCA pour la partie absorbeur.

4.4 Intégration générale de la caméra Compton

Chaque détecteur nécessite une mécanique dédiée que j'ai présentée précédemment. Il est également nécessaire d'avoir une structure mécanique permettant d'intégrer l'ensemble des détecteurs composant la caméra Compton. Cette structure mécanique permet de déplacer l'ensemble diffuseur et absorbeur dans les trois directions (x, y, z) . L'hodoscope possède quant à lui un support indépendant, car il est positionné entre le patient et la fenêtre de sortie de l'accélérateur. Le cahier des charges concernant la disposition du diffuseur et de l'absorbeur est le suivant :

- Support mobile offrant la possibilité de déplacer la caméra et de la positionner dans l'aire expérimentale.
- Réglage grossier (au millimètre) en hauteur de la caméra Compton avec une masse estimée de la caméra de 150 kg. Amplitude de montée de 60 cm à 150 cm pour une adaptation à différents types de faisceaux d'ions.
- Réglage précis (0,1 mm) du positionnement de la caméra parallèlement et perpendiculairement au patient, dans le plan horizontal.
- Réglage précis de la hauteur de la caméra (0,1 mm).
- Possibilité d'éloigner l'absorbeur par rapport au diffuseur (direction perpendiculaire au patient).

La solution trouvée a été d'associer deux systèmes différents. Le premier système est une table de positionnement mobile faite en profilé et possédant 4 pieds télescopiques ayant une course de 650 mm et une force de levage de 1600 N chacun. Les pieds sont synchronisés entre eux. Avec la structure en profilé de la table, la hauteur la plus basse se situe à 630 mm et la plus haute à 1280 mm. La table fait 1200 mm de longueur pour 750 mm de largeur ce qui permet de faire tenir le système de positionnement prévu pour la caméra Compton ainsi que les panneaux de connections (*patch panels*) nécessaires pour les câbles. Cette table a été faite sur mesure par l'entreprise Rose & Krieger. J'ai participé à la définition du besoin et au suivi de la commande avec l'industriel. La figure 4.27 montre la table de positionnement en position basse et en position haute. Une télécommande est disponible pour régler la hauteur.

En ce qui concerne les déplacements perpendiculaire et parallèle au patient, un système d'axes de translation a été étudié, avec 4 axes de translation :

- 1 : translation de la caméra perpendiculairement au patient et au faisceau incident, dans le plan horizontal ;
- 2 : translation de la caméra parallèlement au patient et au faisceau incident ;
- 3 : réglage en hauteur de la caméra ;
- 4 : translation de l'absorbeur par rapport au diffuseur suivant l'axe perpendiculaire au patient et au faisceau incident.

Les moteurs des axes sont dimensionnés pour pouvoir déplacer 150 kg. Chacun des moteurs est pilotable grâce à un variateur et une connexion par câble RS485 à l'ordinateur portable de *slow control*. Le mouvement des axes est géré par un programme Labview développé à l'IPNL. Un câble permettant le chaînage des quatre variateurs de moteur a également dû être confectionné pour ne relier qu'un câble RS485 à l'ordinateur. Des plaques supplémentaires en aluminium ont été usinées à Lyon afin de pouvoir positionner les détecteurs sur les axes de translation. Comme pour la table de positionnement, j'ai participé à la définition du besoin et au suivi de la réalisation du projet avec l'entreprise Kinetic System. La figure 4.28(a) montre le système de positionnement (parties 2 à 4) et la figure 4.28(b) le système d'axes câblé et monté sur la table de positionnement.

Je présente finalement sur la figure 4.29 la vue modélisée du diffuseur et de l'absorbeur sur le système de positionnement (table + axes de translation). L'intégration instrumentale des deux détecteurs devrait être réalisée avant la fin 2015. Il est à noter que ce système de positionnement sera également utilisé pour la caméra collimatée qui comprend le même absorbeur que la caméra Compton, mais qui possède un collimateur multifentes en tungstène sur deux étages de 80 kg au total.

4.4.1 Prochaines étapes

Du point de vue de l'intégration globale de la caméra, tout est fait et il ne manque plus que le diffuseur et l'absorbeur. Le programme Labview permettant de déplacer les différents axes de translation est également fini et fonctionnel.

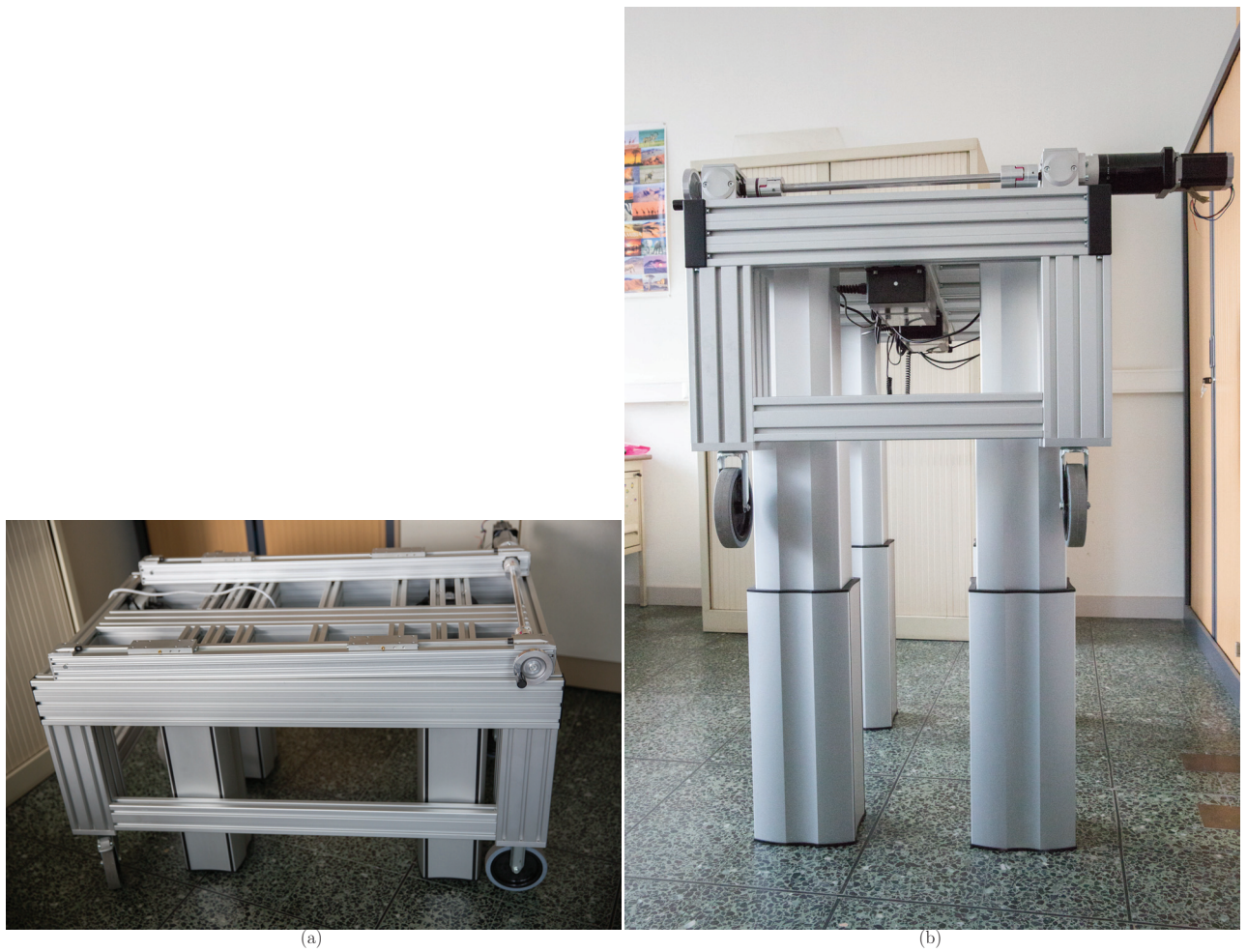


FIGURE 4.27 – (a) Table de positionnement abaissée au maximum. (b) Table en position haute maximale. Le premier des axes de translation est visible sur la table.



FIGURE 4.28 – (a) Axes de translation 2, 3 et 4 comme décrit précédemment. (b) Table de positionnement avec le système d'axes de translation installé.

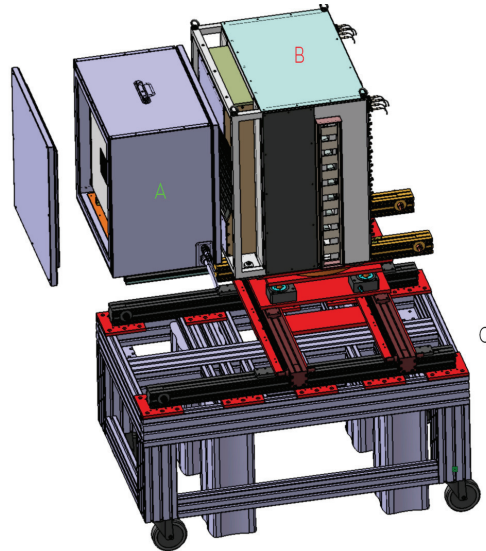


FIGURE 4.29 – Modélisation de la caméra Compton avec l'ensemble des développements mécaniques intégrés. Le diffuseur est modélisé en A, l'absorbeur est modélisé en B et la table de positionnement avec les axes de translation sont modélisés en C.

4.5 Système d'acquisition μ -TCA

Le prototype de caméra Compton possède trois détecteurs : le diffuseur, l'absorbeur et l'hodoscope. Chacun de ces détecteurs traite les signaux avec des électroniques dédiées. Il est nécessaire d'avoir un système de communication entre ces trois détecteurs afin de :

- gérer la coïncidence d'un événement entre le diffuseur et l'absorbeur ;
- récupérer les flux de données des trois détecteurs et gérer l'envoi de ces données vers le PC d'acquisition ;
- effectuer des traitements sur les données des détecteurs (dans un deuxième temps).

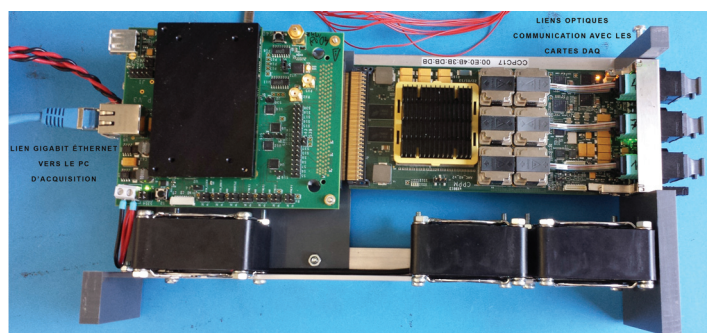
Le système sélectionné pour cette tâche vient du domaine des télécommunications et est adapté pour la physique des particules depuis quelques années [Abellan et al., 2013, J. P. Cachemiche, 2012] : c'est le système μ -TCA (variante du standard ATCA). Une carte AMC40 a été développée pour la mise à niveau de l'expérience LHCb au CERN et a été adaptée aux besoins spécifiques de notre projet par le CPPM. Les caractéristiques techniques de la carte sont les suivantes :

- FPGA Statix V d'ALTERA ;
- 24 entrées par lien optique à 4,8 Gbits/s et 12 entrées par lien optique à 9,6 Gbits/s ;
- 1 sortie ethernet vers le PC d'acquisition à 1 Gbits/s.

Les dimensionnements de la carte AMC40 font qu'une seule carte sera suffisante afin de subvenir aux besoins de la caméra Compton. En effet, les cartes DAQ envoyant des données vers le PC d'acquisition sont au nombre de 31 (7 pour le diffuseur, 16 pour l'absorbeur et 8 pour l'hodoscope). Le débit de données envoyées vers le PC d'acquisition est fixé à 1 Gbits/s au format UDP (*User Datagram Protocol*). La version du FPGA installée présente quant à elle des performances plus que suffisantes pour l'application discutée. La figure 4.30 présente la carte AMC40 ainsi qu'un *crate* μ -TCA où la carte AMC40 sera positionnée. Je vais décrire plus précisément les fonctions de ce système μ -TCA pour la caméra Compton.

4.5.1 Gestion des coïncidences

Une coïncidence est définie comme un dépôt d'énergie dans l'absorbeur et un dépôt d'énergie dans un des plans de silicium. En pratique, si l'énergie d'un signal de PM d'un bloc BGO est supérieure au seuil fixé, un signal logique est émis (sortie du comparateur) et va être transféré à la carte blonde (lien dédié hors lien optique). L'arrivée de ce signal logique donne lieu à un marquage (ou « tag ») en temps de l'arrivée de l'événement. Cette information temporelle est ce qui est appelé un « pré-trigger ». Le pré-trigger est envoyé à l'ensemble des cartes DAQ silicium par l'intermédiaire de la carte AMC40 (lien optique). Une fois qu'une carte DAQ reçoit le pré-trigger, elle regarde en mémoire si un dépôt en énergie a eu lieu dans le silicium dans un intervalle de



(a)



(b)

FIGURE 4.30 – La figure de gauche est une photo de la carte AMC40. Les données des cartes DAQ arrivent depuis la droite via des liens optiques et un câble gigabit ethernet ressort sur la gauche vers le PC d'acquisition. Cette carte AMC40 va se connecter dans un *crate* μ -TCA (figure de droite).

temps de plus ou moins 20 ns autour de la valeur du pré-trigger : c'est la fenêtre en temps de coïncidence. Si un évènement d'un plan silicium correspond au pré-trigger de l'absorbeur, un signal dit « trigger » est renvoyé à la carte AMC40 qui distribue ce signal à l'ensemble des cartes DAQ des trois détecteurs. Le trigger a la même information temporelle (même étiquetage en temps) que le pré-trigger mais sa génération marque la coïncidence d'un évènement entre le diffuseur et l'absorbeur. À la réception du trigger, l'ensemble des cartes DAQ envoie les données qu'elles ont pour l'étiquetage en temps (ou *time stamp*) contenu dans le trigger. Les mémoires dans les cartes DAQ sont limitées et il est donc impératif que le trigger revienne avant que le signal soit écrasé dans la mémoire. Les cartes ASM de l'absorbeur ont typiquement une profondeur de mémoire qui équivaut à 1 μ s (indépendant du taux de comptage). La figure 4.31 reprend le processus d'échange de données entre les détecteurs à partir de la génération d'un pré-trigger dans l'absorbeur.

4.5.2 Transmission des données vers le PC d'acquisition

Une fois les données envoyées sur les liens optiques vers la carte AMC40 dans un format prédéfini (voir prochaine section), les informations sont placées dans trois mémoires en fonction du type de détecteur. Sont ainsi mises en mémoire les données de l'absorbeur, du diffuseur et de l'hodoscope. Le moment d'envoi des données vers le PC d'acquisition peut être différent entre les trois mémoires. L'envoi du paquet de données est déclenché par une taille maximale atteinte dans la mémoire. Le débit de données maximal autorisé vers le PC d'acquisition est de 1 Gbits/s dans un encapsulage de type UDP sachant que le format de transmission des données des cartes DAQ vers la carte AMC 40 est 8 bits/10 bits avec une bande passante maximale de 3 Gbits/s.

4.5.3 Acquisition des données sur un ordinateur

Les données sont réceptionnées par le PC d'acquisition dans trois flux de données distincts. Il est nécessaire de reconstituer les évènements, grâce à un *event builder*, entre eux avant leur écriture sur le disque, c'est-à-dire que les données des trois détecteurs sont mises ensemble pour un même évènement en fonction de leur *time stamp*. Il est possible de réceptionner des données venant de plusieurs plans de détecteur de silicium pour un évènement diffuseur, car les cartes DAQ du diffuseur répondent individuellement et de manière indépendante les unes des autres à la réception d'un pré-trigger. Ce regroupement des données se fait via un programme appelé regroupeur d'évènements (ou *event builder*). L'idée est d'ensuite pouvoir faire une pré-analyse en temps réel des évènements détectés pendant l'acquisition. Pour ce faire, un programme de visualisation est en cours de développement à l'IPNL pour afficher des histogrammes sur ROOT tels qu'un spectre en énergie ou un spectre en temps. Le

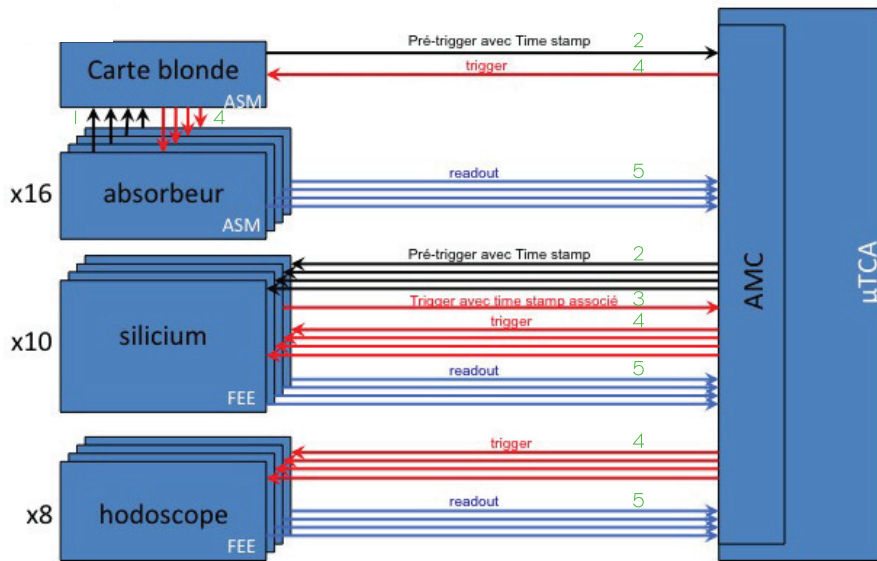


FIGURE 4.31 – Diagramme décrivant les différentes étapes lors de la détection d'un événement dans l'absorbeur. Étape 1 : envoi du signal comparateur d'une carte ASM de l'absorbeur vers la carte blonde (génération d'un pré-trigger). Étape 2 : envoi du pré-trigger vers les cartes DAQ silicium via la carte AMC. Étape 3 : si coïncidence entre l'absorbeur et un plan de silicium, génération d'un signal trigger et envoi de ce signal à la carte AMC40. Étape 4 : envoi du signal trigger à l'ensemble des cartes DAQ. Étape 5 : envoi des données associées au *time stamp* du trigger de chacune des cartes DAQ de la caméra. Les données sont ensuite stockées sur la carte AMC40 avant d'être envoyées vers le PC d'acquisition. Il est indiqué 10 cartes DAQ silicium, car il est envisageable de rajouter 3 détecteurs silicium.

but est de visualiser un échantillonnage important des événements détectés, mais pas forcément l'ensemble de ceux-ci pour cette pré-analyse en ligne. À la sortie de l'*event builder*, les événements sont enregistrés dans des fichiers binaires dans la mémoire vive de l'ordinateur. La mémoire vive du PC a été dimensionnée pour contenir les données de 10 minutes d'acquisition, c'est-à-dire 32 Go de mémoire. Le programme de visualisation va venir lire le dernier fichier binaire de données écrit. L'écriture des fichiers binaires se fait sur le disque dur à la fin de l'acquisition.

4.6 Flux de données et *slow control*

Comme il a été vu à la section précédente, le transfert des données entre les différents détecteurs et le système d'acquisition μ -TCA, puis du μ -TCA vers le PC d'acquisition, nécessite des bandes passantes importantes (respectivement 3 Gbits/s et 1 Gbits/s) et une gestion de l'envoi des données bien étudiée. Il a été ainsi défini des formats de mise en forme des données physiques envoyées par les cartes DAQ vers l'acquisition. Il est également nécessaire de pouvoir communiquer avec les différentes cartes DAQ et la carte AMC40 afin de pouvoir configurer les détecteurs (seuil comparateur, seuil reset ASIC, mode de fonctionnement, etc.) et de pouvoir récupérer des informations telles que des messages d'erreur. Cette communication s'appelle le *slow control* et est développée à l'IPNL avec un environnement graphique Labview. Je vais présenter le format des données pour les trois détecteurs et des exemples de commandes de *slow control* utilisées. Je donne également les taux de comptage attendus sur chacun des détecteurs à différentes intensités cliniques. Ces chiffres issus de mes simulations Geant4 ont permis de quantifier les quantités de données générées lors d'acquisitions et de vérifier la viabilité des flux de données quant aux limites physiques des solutions technologiques choisies. J'ai participé à la définition des formats de données ainsi qu'à la rédaction du document de référence définissant les formats des flux de données de toute nature (annexe A).

4.6.1 Format des données physiques

Les détecteurs de la caméra Compton étant différents, des formats de données spécifiques à chacun d'entre eux ont été développés. Je présente, pour chaque détecteur, le format de l'envoi des données physiques depuis les cartes DAQ des détecteurs vers le système μ -TCA puis vers le PC d'acquisition. Le format intrinsèque des données ne change pas entre ces deux transferts, mais juste l'encapsulation des données. L'envoi des données dans le premier cas est en effet effectué dans un encodage 8 bits/10 bits. Cet encodage envoie 10 bits de données pour 8 bits utiles et permet une bonne récupération de l'horloge à haut débit. Dans le cas de l'envoi des données du μ -TCA vers le PC d'acquisition, le protocole de télécommunication UDP est utilisé, car plus adapté au transport des données sur un lien ethernet. Chaque détecteur possède un format de données spécifique. Cependant, il y a trois informations qui sont utilisées pour chaque détecteur et qui se trouvent en début de paquet. La première information est le numéro du *front end* ou alors le numéro de la carte DAQ. Un numéro est attribué à chaque carte DAQ afin de connaître quel détecteur envoie les données. Le numéro de front end est codé de 0 à 34 en dur sur chacune des cartes via une roue codée ou un switch. Un numéro particulier est donné à la carte μ -TCA pour des communications de *slow control* (numéro 99). Le numéro de trigger est ensuite envoyé, c'est-à-dire le marquage en temps de l'évènement détecté. Pour reconstruire un évènement Compton, au moins un paquet hodoscope, un paquet diffuseur et un paquet absorbeur ayant le même numéro de trigger (généré uniquement lors d'une coïncidence absorbeur –diffuseur) doivent être retrouvés. Il a fallu trouver un compromis entre la taille de ce trigger et l'occupation de la bande passante. En effet, les informations pré-trigger et trigger ont la même taille et ce sont les informations qui vont transiter le plus souvent entre les cartes DAQ et le μ -TCA. Ayant le même lien optique pour ces informations et l'envoi des données physiques, il ne faut pas trop occuper la bande passante avec ces informations pré-trigger/trigger. Il a été décidé d'affecter 24 bits à l'information pré-trigger / trigger ce qui correspond à un temps de 16,78 ms avec une incrémentation de 1 ns par bit. En d'autres termes, toutes les 16,78 ms, le numéro de trigger est remis à 0. Ainsi, il est important de pouvoir associer les évènements détectés dans les trois détecteurs au niveau du PC d'acquisition en deçà de ce temps pour éviter de mélanger deux évènements ayant le même numéro de trigger mais décalés de 16,78 ms. La dernière information utilisée pour les trois détecteurs est le numéro du mode d'acquisition. Pour chaque détecteur, deux modes d'acquisition différents (sauf pour le diffuseur) ont été définis selon que l'on se trouve dans une période de test ou alors dans une acquisition optimisée (cas clinique par exemple). Je vais décrire à présent les formats spécifiques à chaque détecteur. L'information temporelle correspond à un marquage en temps absolu de la détection de la particule par rapport à une référence en temps commune à tous les détecteurs.

4.6.1.1 Le diffuseur

Pour le diffuseur, quatre formats différents ont été identifiés comme utiles pour l'analyse des évènements détectés (figure 4.32). Soit le calcul de la position d'interaction est directement fait sur la carte d'acquisition DAQ (mode 2 et 4), soit seul le numéro des pistes touchées est envoyé et le calcul de la position sera alors fait lors de l'analyse des données (mode 1 et 3). De même pour la charge collectée, soit la charge collectée est directement connue en sortie de l'ADC (mode 1 et 2), soit le signal du pré-amplificateur de charge échantillonné de l'ASIC est envoyé (mode 3 et 4). Le nombre d'échantillons dans le deuxième cas est variable (jusqu'à 1024) et chaque échantillon dure 10 ns. Le nombre d'échantillons est enregistré dans un registre sur la carte μ -TCA.

Modes 1 et 3

Dans le mode 1 et 3, le numéro de chacune des pistes détectant la particule est enregistré et, avec lui, les informations de charge et de temps. Cette solution permet d'avoir l'ensemble des informations disponibles et de calculer, en post-traitement, la position de l'interaction de la particule. Le fait de savoir combien de pistes sont touchées informe sur la dispersion du signal entre la piste principale et les pistes adjacentes.

Modes 2 et 4

Pour les modes 2 et 4, la position de l'interaction est calculée sur la carte d'acquisition directement via un calcul barycentrique. Le nombre de pistes n'est ainsi pas enregistré.

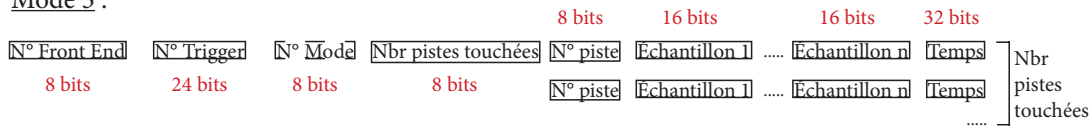
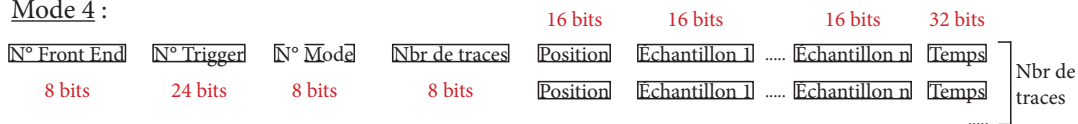
Mode 1 : optimalMode 2 :Mode 3 :Mode 4 :

FIGURE 4.32 – Formats des données envoyées par les plans de détecteur silicium.

4.6.1.2 L'absorbeur

Les 96 blocs de BGO sont lus par les cartes d'acquisition ASM. Chaque carte possède 24 entrées (signal PM), ce qui correspond à 6 blocs de BGO. Il y a deux formats possibles pour les données issues de l'absorbeur : soit la charge et le temps sont directement calculés sur la carte ASM (mode 1), soit les signaux des PM sont collectés et échantillonnés (mode 2) (figure 4.33). La charge et le temps sont alors calculés en post traitement. Ce dernier mode sera utilisé en mode de test à faible intensité.

Chaque événement détecté devrait induire un signal sur les 4 PM d'un même bloc et le temps d'interaction est le même pour les 4 PM. Le nombre d'échantillons est, comme pour le diffuseur, enregistré dans un registre sur la carte μ -TCA.

4.6.1.3 L'hodoscope

L'hodoscope possède 2×128 fibres scintillantes. Chacune de ces fibres est lue à ses deux extrémités par des fibres claires. Il y a donc 512 signaux émanant de l'hodoscope. Ces 512 signaux sont répartis sur 8 PM multi-anodes H8500 de 64 voies chacun. Une carte d'acquisition est dédiée à chaque PM où se trouvent deux ASICs (32 voies) ainsi qu'un FPGA. La figure 4.34 donne les différents types de formats de données pour l'hodoscope. En utilisation optimale (1^{ère} possibilité), les seules informations utiles sont le temps et le numéro des fibres touchées (la position). La précision de la prise de temps atteignable par les ASICs est de 10 ns du point de vue de l'étiquetage par le trigger. Si deux particules arrivent à moins de 10 ns d'intervalle sur les fibres reliées à un même PM, elles ne pourront pas être distinguées du point de vue événement d'acquisition.

En mode test, il est possible de mesurer la charge déposée dans les fibres scintillantes. Ce mode pourra être utilisé pour déterminer le vieillissement des fibres scintillantes. Cependant, il n'y a qu'une voie sur chaque ASIC qui peut mesurer la charge (1 parmi 32). Ainsi, seules deux voies par PM pourront lire la charge des fibres scintillantes en même temps. Le numéro des voies d'ASIC mesurant la charge est indiqué par « N° Fibre charge 1 » et « N° Fibre charge 2 ».

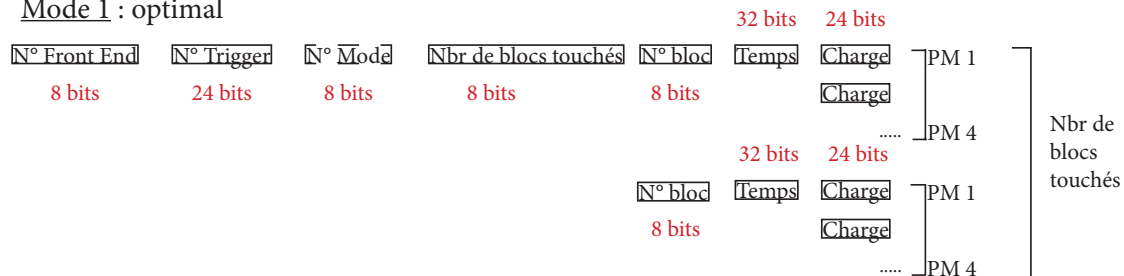
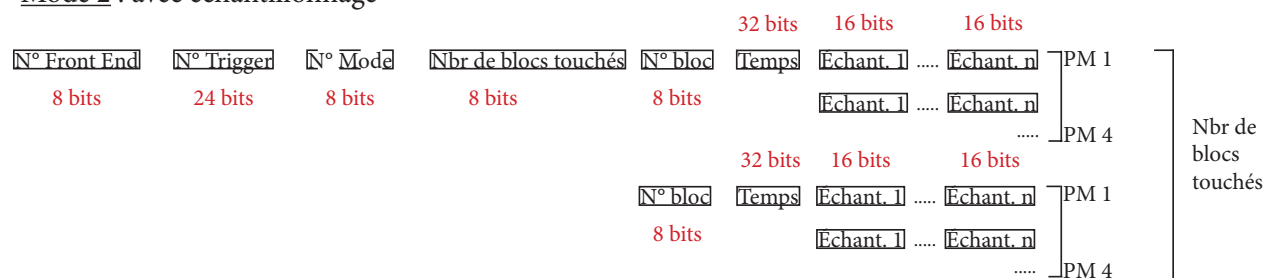
Mode 1 : optimalMode 2 : avec échantillonnage

FIGURE 4.33 – Format des données envoyées par l'absorbeur.

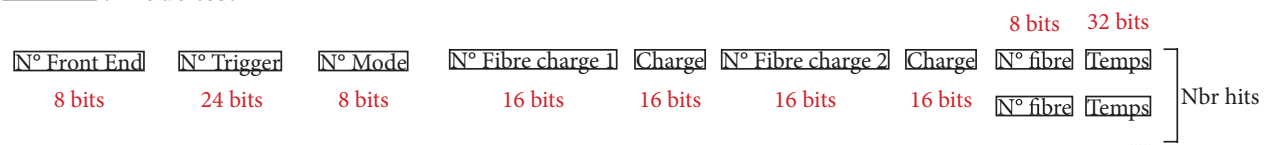
Mode 1 : mode optimalMode 2 : mode test

FIGURE 4.34 – Format des données envoyées par l'hodoscope.

4.6.2 Débit de flux de données

À partir de la définition des formats donnée à la section précédente, la taille en octets d'un événement détecté peut être calculée pour chaque détecteur. En prenant ensuite en compte le taux de comptage attendu pour chaque détecteur grâce aux simulations Monte Carlo Geant4, j'ai pu calculer les débits de données entre les cartes DAQ et la carte AMC40 puis le débit entre la carte AMC40 et le PC d'acquisition. Je donne les débits pour des intensités cliniques maximales et pour des intensités de faisceaux d'ions réduites.

4.6.2.1 Taux de comptage de la caméra Compton (simulations Geant4)

Les simulations Monte Carlo Geant4 réalisées (voir chapitre 2) permettent d'évaluer le nombre de dépôts d'énergie dans chaque détecteur (appelé taux de *singles*) et le nombre de coïncidences entre le diffuseur et l'absorbeur. Pour l'utilisation de la caméra Compton dans le contrôle en ligne en hadronthérapie, il a été conclu au chapitre 2 qu'il faut diminuer l'intensité clinique d'un facteur 200 avec des protons et d'un facteur 10 avec des ions carbone. C'est pourquoi je donne les taux de comptage pour ces deux intensités réduites pour les deux types d'ions. Le tableau 4.5 résume les différents taux de coïncidences et de singles (ou pré-trigger) attendus sur les détecteurs en fonction du type d'ions incidents et de l'intensité du faisceau. Les différents taux de comptage sur l'absorbeur sont détaillés pour un bloc, une carte ASM (6 blocs) ou l'absorbeur entier (96 blocs). Les taux de comptage sur le diffuseur ne sont pas précisés, car le diffuseur ne génère pas de signal pré-trigger et n'intervient donc pas dans le calcul des flux de données. L'intensité clinique pour les protons donnée est basée sur l'utilisation d'un cyclotron C230 de IBA. L'intensité clinique pour les ions carbone fait référence à un traitement au centre HIT à Heidelberg.

TABLE 4.5 – Taux de coïncidences en fonction de l'intensité du faisceau. Le taux de singles BGO correspond au nombre de pré-trigger. Pour rappel, une carte ASM est reliée à 6 blocs BGO.

	Intensité clinique		Intensité réduite	
	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone
Intensité [ions/s]	2×10^{10}	5×10^7	1×10^8	5×10^6
Taux de coïncidences par ion incident	9×10^{-4}	8×10^{-4}	9×10^{-4}	8×10^{-4}
Taux de coïncidences [Hz]	$1,8 \times 10^7$	4×10^4	9×10^4	4×10^3
Taux de singles BGO 96 blocs [Hz]	$7,8 \times 10^7$	$1,4 \times 10^6$	$3,9 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$
Taux de singles BGO 1 carte ASM [Hz]	$4,9 \times 10^6$	$8,7 \times 10^4$	$2,4 \times 10^4$	$8,7 \times 10^3$
Taux de singles BGO 1 bloc [Hz]	$8,1 \times 10^5$	$1,5 \times 10^4$	4×10^3	$1,5 \times 10^3$

Pour une intensité clinique, l'usage de la caméra pour un faisceau de protons est illusoire. Il faudrait reculer la caméra pour tomber à 1×10^5 Hz (1^{er} silicium à 1 m du faisceau). Le système n'envoie des données que lorsqu'une coïncidence est détectée entre l'absorbeur et le diffuseur, c'est le taux de coïncidences qui va donner le débit de données entre le μ -TCA et l'acquisition PC.

4.6.2.2 Débit du flux de données (cartes DAQ \rightarrow μ -TCA)

J'ai appliqué le format des données défini à la section précédente pour calculer le flux de données envoyées par chaque carte DAQ au μ -TCA. Je me place à chaque fois dans le mode optimal de fonctionnement. Il faut faire des hypothèses quant au nombre de voies touchées par détecteur et au nombre de sous-détecteurs touchés (blocs pour l'absorbeur et plan de détecteur silicium pour le diffuseur). Pour le BGO, je n'ai pris en compte qu'un bloc dont les 4 PM sont touchés. En ce qui concerne le silicium, il y a deux cas extrêmes :

- Cas 1 : Un seul plan de silicium touché avec 6 pistes touchées.
- Cas 2 : Les 7 plans de silicium sont touchés dont 6 pistes touchées par plan.

En ce qui concerne l'hodoscope, je suppose qu'il y a deux fibres orthogonales des touchées et lues de chaque côté de la fibre scintillante (4 signaux). L'encapsulation 8bits/10bits est prise en compte dans le calcul des flux. Bien entendu, ce ne sont que des hypothèses et les débits de données peuvent varier en fonction des hypothèses, mais ils sont représentatifs de ce que l'on peut attendre.

TABLE 4.6 – Flux de données entre les cartes DAQ et le μ -TCA.

	Intensité clinique		Intensité réduite	
	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone
Intensité [ions/s]	$2,0 \times 10^{10}$	$5,0 \times 10^7$	$1,0 \times 10^8$	$5,0 \times 10^6$
Flux de pré-triggers [Mbits/s]	$2,5 \times 10^3$	$4,5 \times 10^1$	$1,2 \times 10^1$	$4,5 \times 10^0$
Flux de triggers [Mbits/s]	$5,7 \times 10^2$	$1,3 \times 10^0$	$2,9 \times 10^0$	1×10^{-1}
Flux de données BGO 96 blocs [Mbits/s]	$3,6 \times 10^3$	$8,0 \times 10^0$	$1,8 \times 10^1$	8×10^{-1}
Flux de données BGO 1 carte ASM [Mbits/s]	$2,2 \times 10^2$	$5,0 \times 10^{-1}$	$1,1 \times 10^0$	5×10^{-2}
Flux de données BGO 1 bloc [Mbits/s]	$3,7 \times 10^1$	$8,3 \times 10^{-2}$	0,2	$8,3 \times 10^{-3}$
Flux de données Si cas 1 [Mbits/s]	$7,2 \times 10^3$	$1,6 \times 10^1$	$3,6 \times 10^1$	$1,6 \times 10^0$
Flux de données Si cas 2 [Mbits/s]	$4,9 \times 10^4$	$1,1 \times 10^2$	$2,4 \times 10^2$	$1,1 \times 10^1$
Flux de données hodoscope [Mbits/s]	4×10^3	$9,0 \times 10^0$	$2,0 \times 10^1$	$9,0 \times 10^{-1}$

Il apparaît qu'il est impossible à la caméra Compton de gérer la quantité de données à l'intensité clinique en proton sachant que les informations pré-trigger et trigger sont transmises sur le même lien optique que les flux de données liés à la physique. Par contre, une utilisation en intensité réduite ne pose pas de problème. Par ailleurs, en mode de fonctionnement test, la quantité de données par événement sera beaucoup plus élevée (envoi jusqu'à 1024 échantillons de 16 bits), mais l'intensité du faisceau sera fortement réduite et donc les flux de données ne devraient pas poser de problème. Il est à noter que ce système d'acquisition fonctionnera également avec un autre type de caméra développée dans notre groupe, la caméra collimatée (absorbeur seul sans recherche de coïncidences). Le système d'acquisition devra donc gérer des débits de données importants à l'intensité clinique.

4.6.2.3 Flux de données (μ -TCA \rightarrow PC acquisition)

Une fois réceptionnées par le μ -TCA, les données sont rangées dans trois mémoires séparées en fonction du détecteur. Les paquets de données sont envoyés de manière indépendante quand les mémoires sont pleines. Un paquet peut avoir une taille de 1472 octets (encapsulation de 7 octets de l'UDP compris). En me basant sur le tableau 4.6, j'ai calculé les débits de données sur le lien gigabit ethernet entre le μ -TCA et le PC d'acquisition.

TABLE 4.7 – Flux de données entre le μ -TCA et le PC d'acquisition.

	Intensité clinique		Intensité réduite	
	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone
Intensité [ions/s]	2×10^{10}	5×10^7	1×10^8	5×10^6
Taux de coïncidences par ion incident	9×10^{-4}	8×10^{-4}	9×10^{-4}	8×10^{-4}
Taux de coïncidences [Hz]	$1,8 \times 10^7$	4×10^4	9×10^4	4×10^3
Flux de données cas 1 [Mbits/s]	$1,5 \times 10^4$	$3,3 \times 10^1$	$7,4 \times 10^1$	$3,3 \times 10^0$
Flux de données cas 2 [Mbits/s]	$5,7 \times 10^4$	$1,3 \times 10^2$	$2,8 \times 10^2$	$1,3 \times 10^1$

Comme pour le tableau 4.6, il ressort que l'acquisition ne peut travailler à intensité clinique en proton. En diminuant l'intensité du faisceau, il devient alors possible de travailler et d'acquérir les données sans problèmes.

4.6.3 Format des données de contrôle et de configuration

L'objectif du système d'acquisition global est bien entendu de récupérer les données physiques dues aux interactions des particules secondaires engendrées par les ions incidents. Pour que cela soit possible, il est important de pouvoir configurer et contrôler les détecteurs via les cartes DAQ. Un format dédié à cette communication est donc développé. Comme pour les données physiques, j'ai participé à l'élaboration du format des données de contrôle et à la rédaction du document de synthèse (voir annexe A).

4.6.4 Le *slow control*

Le *slow control* est le terme utilisé pour toute la partie de contrôle de la caméra Compton en dehors de l'acquisition de données. Le *slow control* prend en compte la configuration et le contrôle des détecteurs comme vu précédemment, mais également la position des axes de translation utilisés, la gestion des hautes tensions, des basses tensions, etc. Un ordinateur portable est dédié au *slow control* et communique avec l'ensemble des instruments avec un protocole TCP/IP. Il communique particulièrement avec les détecteurs de la caméra Compton et le système μ -TCA via le PC d'acquisition. La majorité des instruments sont pilotables via une interface Labview. Lorsque cela n'est pas possible, le logiciel dédié d'origine est utilisé ou un réglage manuel est effectué avant le début d'une acquisition de données (par exemple le réglage de la table de positionnement).

Les différents instruments qui vont nécessiter une configuration par *slow control* sont listés ci-dessous :

- caméra Compton (cartes DAQ et carte AMC40),
- cartes haute tension pour les trois détecteurs,
- cartes basse tension pour les trois détecteurs,
- axes de translation pour le positionnement du diffuseur et de l'absorbeur (4 axes),
- axes de translation pour le positionnement (X,Y) de l'hodoscope,
- pilotage de la température de l'enceinte thermique.

Pour le moment, seul le pilotage des axes de translation déplaçant le diffuseur et l'absorbeur a été développé. Il reste donc une charge de travail non négligeable sur cette tâche.

4.7 Conclusion

L'objectif initial de ma thèse était d'avoir un prototype de Caméra Compton fonctionnel au bout de trois ans. Cet objectif était trop optimiste par rapport aux nombreux développements électroniques encore nécessaires il y a trois ans. L'électronique d'acquisition est à présent conçue et fabriquée pour les trois détecteurs. Pour le diffuseur, deux versions d'ASIC ont été utiles pour atteindre les performances du cahier des charges et particulièrement un bruit électronique très faible (105 e- RMS). Les deux ASIC ont été testés sous faisceau d'ions carbone. Les premiers résultats sont encourageants, mais pas optimaux, car les ASIC ont été utilisés avec des cartes de test non prévues pour la mesure de signaux physiques. Les 200 ASIC de deuxième génération achetés sont en cours de caractérisation sur un banc de test (16 ASICs par plan de détecteur). Une première version de la carte DAQ est également en cours de test et les premiers tests avec des ASIC implémentés sur la carte ont également commencé. Les premiers résultats montrent que la carte fonctionne globalement bien et que seulement des corrections mineures seront à apporter à la version finale de la carte DAQ prévue pour début 2016. Avec la fin de ces développements, il va être possible de caractériser les sept plans de détecteur silicium. Une première caractérisation de ces détecteurs a été réalisée par la mesure automatisée des courants de fuite de toutes les pistes des détecteurs en fonction de la température (faisant suite à des mesures manuelles préliminaires). Ces mesures montrent que le refroidissement du silicium réduit en dessous du niveau détectable par le banc le courant de fuite des plans de détecteur. Une enceinte thermique a ainsi été achetée pour maintenir les plans de silicium à -20°C pendant leur utilisation (évacuation de 400 W thermique à -20°C). Les mesures ont permis d'identifier également des pistes possédant des courants de fuites très supérieurs aux autres pistes (1 à 2 pistes par face de plan de détecteur). Les pistes identifiées par ces mesures concordent avec les pistes identifiées par le fournisseur des détecteurs Sintef. Ces pistes défaillantes vont être déconnectées de la carte d'acquisition pour la lecture des signaux physiques. Deux détecteurs ont par contre montré des courants de fuite importants sur l'ensemble des pistes. Les détecteurs D08 et D13 sont ainsi mis de côté pour le moment afin de comprendre les courants observés. Une caractérisation d'un petit plan de détecteur silicium a par ailleurs été réalisée afin de déterminer les performances qu'un plan de détecteur silicium pouvait atteindre. Bien entendu, les dimensions et l'électronique associée ne sont pas celles du prototype final, mais cela informe sur les capacités d'un détecteur silicium double face à piste. Une résolution en énergie de 13 keV (FWHM) et une résolution temporelle de 13,6 ns (FWHM) ont été mesurées. La résolution en énergie doit être améliorée (1 keV attendue), mais la résolution temporelle est bonne (15 ns attendue). Côté mécanique, l'enceinte thermique refroidissant les détecteurs est prête ainsi qu'un système de fixation des cartes DAQ qui permet un positionnement millimétrique des cartes et permet de sortir les cartes grâce à un système de rails. Les premières mesures avec un plan de détecteur silicium et l'électronique associée devraient avoir lieu début 2016. L'acquisition des signaux des 128 pistes du détecteur va permettre de comprendre la multiplicité des pistes touchées par le dépôt d'énergie d'un photon pour les pistes d'une même face. La corrélation de la collection des charges sur les pistes d'un même côté et sur le côté opposé sera également étudiée. La reconstruction de la position d'interaction du photon devra également être sujette à réflexion si plusieurs photons interagissent en même temps dans le détecteur et il faudra être sûr d'associer la bonne position sur le côté N et le côté P. Le réglage individuel de chaque ASIC devra également être réalisé (seuils en énergie, fenêtre de mesure du signal mis en forme). Ces études (parmi d'autres) permettront de mieux comprendre le comportement du détecteur silicium et permettront d'obtenir des signaux de qualité optimale.

L'hodoscope à fibres scintillantes est mécaniquement monté. Un ASIC et une carte DAQ ont également été développés pour l'hodoscope. Des problèmes de performances de l'ASIC sont apparus dans un premier temps à cause d'un boîtier d'encapsulation inadapté à l'ASIC. Ces problèmes sont à présent réglés et une deuxième version de carte DAQ est en cours de fabrication. Le retour de la carte est escompté fin 2015 et les premiers tests électriques sont prévus dans la foulée. Les fibres scintillantes sont reliées (via des fibres claires) à des photomultiplicateurs. Ces photomultiplicateurs de 64 voies vont devoir être caractérisés et calibrés. Une première caractérisation de l'efficacité de chacune des 64 voies de chaque PM et en cours sur un banc de test à l'IPNL. Une fois les PM et l'électronique prêts, il va falloir tester la collection de lumière des 256 fibres scintillantes (avec une source radioactive collimatée). Le détecteur devrait être utilisable pour expérimentation sur faisceau courant 2016. La structure mécanique permettant de positionner et déplacer l'hodoscope est en cours d'étude au service mécanique. Les défis à relever pour l'hodoscope sont d'obtenir la résolution temporelle recherchée (1 ns) et de fonctionner avec un taux de comptage élevé (10^7 Hz).

L'absorbeur est composé de 96 blocs de BGO d'une TEP HR⁺ qui ont été reconditionnés au LPC de Clermont-

Ferrand. L'assemblage des blocs reconditionnés avec les PM est en cours. Une électronique *Front End* dédiée a aussi été développée (carte ASM). Les 16 cartes ASM sont prêtes et des tests de fonctionnement sont en cours (carte seule et les cartes associées entre elles). Les cartes ASM vont avoir un rôle important dans le fonctionnement de la caméra Compton, car ce sont ces cartes qui vont être à l'origine du pré-trigger (via la carte dite « blonde »). En effet, ce signal pré-trigger est le déclencheur de la recherche d'une coïncidence entre l'absorbeur et le diffuseur. Une mécanique permettant de faire tenir les 96 blocs ensemble et de les protéger de la lumière a été étudiée et est en cours de fabrication (travail effectué par le service mécanique du LPC). L'absorbeur devrait être livré à Lyon durant 2016 pour la calibration du détecteur. Les défis sur l'absorbeur sont la calibration en énergie des blocs (voir de chaque pixel), la résolution temporelle atteignable avec les cartes ASM, les taux de comptage accessibles. Cet absorbeur sera également utilisé pour un autre type de caméra développé à Lyon, la caméra collimatée. Le détecteur sera, par contre, utilisé de manière autonome sans autre détecteur pour cette caméra.

Une table de positionnement et des axes de translations ont été assemblés et vont permettre de positionner précisément la caméra Compton (et la caméra collimatée) suivant les trois axes (x, y, z). Il est également possible de modifier la distance diffuseur - absorbeur pour optimiser la résolution spatiale et l'efficacité de détection de la caméra. Le pilotage des moteurs des axes de translation est réalisé par un programme Labview.

Le système μ -TCA est composé d'une carte AMC40 pour le traitement des flux de données et d'un panier d'alimentation. La carte AMC40 permet de gérer l'ensemble des flux de données entre les détecteurs et aussi l'envoi des données vers le PC d'acquisition. Les premiers tests de communication entre la carte AMC40 et les cartes DAQ et le PC d'acquisition ont commencé. Des ajustements sont encore à réaliser pour que les cartes communiquent bien. Un gros travail d'implémentation du code permettant le traitement des coïncidences, de gérer l'envoi des données et d'envoyer les paramètres aux détecteurs est à réaliser. Un travail sur la définition du format des données échangées a été entrepris et permet de poser les bases des communications entre les détecteurs. Le format des données physiques a également été défini ce qui a permis d'avancer sur le programme de traitement des données au niveau du PC d'acquisition. Un premier programme d'affichage en ligne des données acquises est disponible (spectre ADC, spectre TDC). Pour tester les détecteurs avec le PC d'acquisition, il va falloir développer le code nécessaire au niveau de la carte AMC40 pour une utilisation des trois détecteurs ensemble (caméra Compton) et pour une utilisation des détecteurs individuelle (test seul ou utilisation de l'absorbeur pour la caméra collimatée). La distribution d'une horloge commune sur l'ensemble des cartes DAQ doit être gérée par le système μ -TCA.

À partir des taux de comptage obtenus par des simulations Geant4 pour l'utilisation de la caméra Compton en hadronthérapie, les flux de données ont été estimés entre les cartes DAQ des détecteurs et la carte AMC40 et entre la carte AMC40 et le PC d'acquisition. Les données ont été mises en forme et encapsulées d'après les formats définis dans le document de travail dédiée. Il ressort qu'avec une intensité clinique du faisceau de protons (cyclotron IBA C230), le débit de données est trop important, que ce soit entre les détecteurs et la carte AMC40 ou vers le PC d'acquisition. En réduisant l'intensité du faisceau d'un facteur 200 (proposé à l'issue des simulations au chapitre 2), les débits deviennent acceptable pour le système développé. L'utilisation de la caméra Compton à une intensité clinique d'un faisceau d'ions carbone (synchrotron à HIT) ne pose pas de problème du point de vue débit de données.

Le prototype de caméra Compton est un projet ambitieux de par la taille clinique du prototype et de par la collaboration entre quatre laboratoires. Ce développement instrumental a déjà nécessité une part d'investissement non négligeable des laboratoires en mettant à disposition des ressources dans les services techniques et notamment en électronique et en mécanique. Il reste une charge de travail importante sur l'année qui vient pour finaliser le développement de ce prototype avant de pouvoir pleinement caractériser la caméra Compton en laboratoire et sur faisceaux cliniques d'ions. La collaboration entre les trois laboratoires impliqués reste primordiale jusqu'à la fin des développements pour une réussite du projet.

5

Expérimentation sur faisceau d'ions

Sommaire

5.1	Introduction	134
5.2	Matériel et méthode	134
5.2.1	Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL)	134
5.2.2	Détecteurs et électronique de lecture	135
5.2.3	Dispositif expérimental	139
5.2.4	Calibration en énergie	141
5.2.5	Correction du <i>time walk</i>	143
5.2.6	Simulations Monte Carlo de l'expérience	144
5.3	Résultats	145
5.3.1	Spectre en énergie	145
5.3.2	Étude de la relation dépôt d'énergie en fonction du temps : correction du <i>time walk</i>	147
5.3.3	Spectre en temps	148
5.3.4	Analyse des dépôts d'énergie du diffuseur	151
5.3.5	Taux de comptage des détecteurs simples et en coïncidence	159
5.4	Conclusion	160

5.1 Introduction

Il est important de pouvoir tester les détecteurs et l'électronique développée en conditions réalistes sur faisceau d'ions. Ces expériences permettent de vérifier la viabilité du prototype en termes de performances brutes (résolutions en énergie et temporelles) et en termes de performances en conditions réelles avec un faisceau d'ions (taux de comptage). De multiples expériences ont été réalisées avec un premier prototype de caméra Compton sur faisceau d'ions dans différentes facilités comme à HIT et GSI en Allemagne ou encore au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) à Caen. Je présente dans ce chapitre les résultats obtenus à la dernière expérience effectuée par l'équipe CAS-PHABIO au GANIL. Le prototype de caméra Compton mis en œuvre est composé d'un bloc absorbeur de BGO et d'un petit plan de détecteur silicium double face pour le diffuseur. Le prototype a été utilisé pour détecter les particules secondaires induites par l'interaction d'un faisceau d'ions carbone de 95 MeV/n sur une cible cubique de PMMA. Pour la première fois, il a été possible de lire les 2×8 voies du diffuseur grâce à l'utilisation de deux circuits de lecture développés pour le prototype final de la caméra Compton. Le premier objectif de l'expérience a donc été de vérifier le bon fonctionnement et les performances des ASICS développés. Le deuxième objectif a été, grâce à la lecture des 16 pistes du diffuseur, d'analyser les dépôts d'énergie des particules incidentes dans le diffuseur et de mieux comprendre la répartition des charges collectées sur les différentes pistes. La version finale du détecteur silicium étant identique au petit prototype utilisé ici (aux dimensions près), les résultats donneront des indications sur le comportement des plans de détecteurs finaux. Le dernier objectif de l'expérience est de vérifier les taux de comptage des détecteurs ainsi que les taux de coïncidences entre l'absorbeur et le diffuseur. Ces taux vont être confrontés avec des simulations Monte Carlo Geant4 de l'expérience.

5.2 Matériel et méthode

5.2.1 Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL)

Le site du GANIL est un centre de recherche situé à Caen en France. Les domaines d'expertise du laboratoire sont la recherche fondamentale et appliquée en physique atomique, physique nucléaire et physique de la matière condensée. Il a pour but de produire et d'accélérer des ions lourds.

La production de noyaux radioactifs est réalisée à partir de noyaux stables qui sont accélérés par l'accélérateur GANIL, puis projetés sur une cible fixe d'épaisseur de l'ordre du millimètre (par exemple une cible de carbone). Des réactions nucléaires se produisent alors, en particulier la fragmentation du faisceau d'ions stables, conduisant à la production de noyaux radioactifs. Suivant l'énergie des ions incidents et la nature de la cible, les fragments radioactifs produits sont habillés de quelques électrons ou bien sont complètement « épluchés ». Un large spectre d'ions lourds est produit pour différentes études comme, par exemple, l'étude fondamentale de la structure des noyaux qui utilise le détecteur EXOGAM couplé à un spectromètre nommé VAMOS.

Pour tester le prototype de caméra Compton, des ions $^{12}\text{C}^{6+}$ sont utilisés. Il s'agit de noyaux stables qui ne nécessitent pas de cible de production, hormis pour l'ionisation entre les deux cyclotrons (cible très mince). Les autres types d'ions proposés au GANIL ne sont pas utilisés en routine clinique. La structure en temps du faisceau disponible en ions carbone est faite de paquets d'ions extraits toutes les 82 ns (12 MHz) avec une énergie de 95 MeV/n (correspondant à environ 2 cm de parcours dans le PMMA). La largeur d'un paquet d'ions est d'environ 1 ns. L'avantage d'utiliser un cyclotron est d'avoir des paquets d'ions périodiquement, et de très courte durée, ce qui permet une synchronisation précise pour la mesure de temps de vol. Il est possible de récupérer le signal HF du cyclotron afin de calculer le temps de vol entre l'extraction des ions et la détection des particules secondaires dans l'absorbeur étant donné que l'énergie du faisceau est fixe, la phase entre la HF des cyclotrons et l'instant d'arrivée des ions sur cible est constante. Le signal HF remplace l'hodoscope faisceau développé à Lyon qui n'est pas encore opérationnel sur faisceau.

Deux salles d'expérience dans le centre de recherche permettent d'avoir la sortie du faisceau d'ions à l'air libre. L'une de ces deux salles (G4) est utilisée, car il n'est pas nécessaire dans le cas présent d'avoir une sortie du faisceau sous vide. La salle est exiguë, mais permet d'installer l'ensemble de l'expérience sans problème. La figure 5.1 représente le GANIL avec les cyclotrons et les salles d'expérience disponibles. La première partie du schéma montre les sources d'ions stables (C01, C02) et les cyclotrons qui les accélèrent (CSS1 et CSS2). Les ions carbone utilisés pour notre expérience sont produits par les deux CSS en cascade (avec épluchage entre

les deux) puis envoyés dans la salle d'expérience se situant tout en haut à gauche du schéma (salle sans nom sur le schéma). Les différentes salles d'expérience présentent sur le site sont identifiées. Le centre de recherche s'agrandit avec le projet Spiral 2 dont les travaux ont commencé.

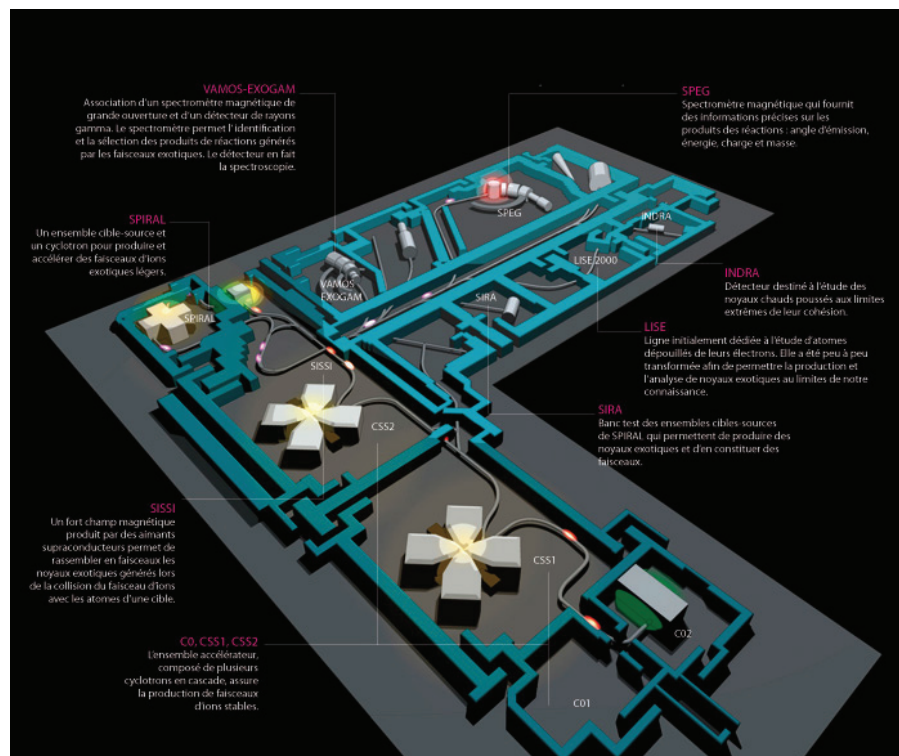


FIGURE 5.1 – Représentation du GANIL avec sa partie accélération des ions (C01 et C02) et sa partie salles d'expérimentation. La salle d'expérience utilisée est située tout en haut à gauche du centre (à côté de l'expérience SPEG). Source <http://www.ganil-spiral2.eu>.

5.2.2 Détecteurs et électronique de lecture

L'expérience effectuée au GANIL est la première où il a été possible de lire l'ensemble des voies de lecture du diffuseur silicium (2×8 pistes). Le prototype de caméra Compton utilisé pour cette expérience se compose des éléments suivants :

- Absorbeur : un bloc BGO de $35 \times 38 \times 30 \text{ mm}^3$ (issu d'une TEP Siemens HR⁺)
- Diffuseur : un petit détecteur silicium DSSD¹ de $17 \times 17 \times 2 \text{ mm}^3$ et 2×8 pistes
- Hodoscope : non utilisé.

Un scintillateur plastique a également été utilisé devant le diffuseur afin de détecter les particules chargées et ainsi pouvoir supprimer ces événements en post-traitement. Le scintillateur est de dimensions $20 \times 20 \times 1 \text{ mm}^3$. Un deuxième scintillateur plastique est également employé proche de la fenêtre d'extraction des ions carbone dans l'air. Ce détecteur ne voit que des particules secondaires émises à la traversée de cette fenêtre. Le signal est proportionnel à l'intensité du faisceau à condition que la position du faisceau ne varie pas, car ce système est très dépendant de l'angle solide sous lequel est vu l'impact du faisceau par le plastique. Ce scintillateur permet, après calibration, d'avoir un moniteur absolu du nombre de particules incidentes en fonction de l'intensité du faisceau.

Le diffuseur est mis dans une boîte en inox afin d'avoir une isolation électromagnétique et lumineuse. Cette boîte permet également d'avoir un support mécanique pour maintenir le diffuseur perpendiculaire à la cible et aussi de pouvoir sortir les signaux analogiques des pistes du détecteur vers l'électronique de lecture grâce à des connecteurs SMA². Un bloc d'absorbeur est utilisé, car l'électronique de lecture associée à l'absorbeur est limitée pour le moment.

L'électronique d'acquisition associée aux détecteurs est de type discrète avec l'utilisation de modules d'acquisition aux formats VME³ et NIM⁴.

Concernant l'électronique associée au diffuseur, les signaux analogiques du diffuseur sont traités par deux ASIC⁵ : un pour les pistes N et un pour les pistes P. Pour rappel, les ASIC utilisés pour le traitement des signaux analogiques des diffuseurs ont été développés en interne à l'IPNL. Ce développement a donné lieu à deux versions du composant. La description de ces deux versions se trouve au chapitre sur les développements instrumentaux. La première version de l'ASIC est nommée ici « V1 » et la deuxième version est nommée « V2 » ou « version finale ». Pour l'expérience, il n'a pas été possible d'utiliser deux ASIC identiques, car il n'y a qu'une carte de test électronique développée pour chacune des versions d'ASIC. Les pistes N sont traitées avec la première version de l'ASIC [M. Dahoumane, 2012] et les pistes P avec la deuxième version (finale) de l'ASIC [M. Dahoumane, 2014]. Les deux ASIC permettent d'obtenir deux signaux analogiques pour chaque piste de lecture pour une étude en énergie et en temps. Il existe des différences entre les signaux des deux versions d'ASIC (voir tableau 5.1).

TABLE 5.1 – Comparatif des signaux de sortie en énergie et en temps des deux ASIC. Chaque ASIC donne les deux signaux pour 8 pistes du silicium.

	ASIC version 1	ASIC version 2
Voie énergie	Signal analogique amplifié	Signal analogique amplifié
Voie temps	Signal analogique rapide	Signal logique (sortie comparateur) Sélection du seuil réglable

La différence principale concernant la sortie en énergie est qu'il n'y a pas d'amplificateurs discrets à la sortie de l'ASIC (version finale) sur la carte de test pour adapter l'amplification du signal à la dynamique d'entrée de l'ADC. Pour la voie en temps, le signal analogique de la première version d'ASIC doit passer dans un discriminateur avant d'être envoyé vers le TDC. Dans la deuxième version, un comparateur est directement intégré à l'ASIC et les seuils de coupure de chaque piste sont pilotables par logiciel.

Pour limiter le bruit parallèle de l'ASIC, la deuxième version de l'ASIC ne possède pas de résistance de contre réaction. Un *switch* remplace ainsi cette résistance et permet d'atteindre le bruit demandé (118 e- RMS). L'idée est d'avoir le *switch* fermé pendant la collection des charges venant du détecteur puis de l'ouvrir une fois celle-ci finie et ainsi libérer la capacité pour l'arrivée d'un nouveau signal. Le temps nécessaire à la collection intégrale des charges dépend du type de charges (électrons ou trous) et de la position de l'interaction dans le détecteur. Le temps de montée du signal analogique est mis en forme entre 1 et 3 μ s. Il faut s'assurer que le temps de fermeture du *switch* soit suffisamment long pour avoir le maximum d'amplitude du signal ce qui permet de coder avec précision le signal sur un ADC, sans avoir l'ensemble de l'impulsion. La figure 5.2 donne le principe de fonctionnement du *switch*. Dans le cas 1, le *switch* est fermé assez longtemps pour permettre une mise en forme complète du signal analogique. Dans le cas 2, le temps de fermeture du *switch* permet d'obtenir le maximum du signal analogique : c'est la version optimisée, car il est possible d'acquérir un nouveau signal directement après. Le cas 3 montre un temps de fermeture du *switch* trop court ce qui implique une collection partielle des charges collectées. Le cas 3 est à éviter. Le cas 4 montre l'effet du *reset* général (voir explications ci-dessous) de l'ASIC appliqué à toutes les pistes de lecture côté P du diffuseur. Le cas 4 arrive à une fréquence de 10 kHz durant l'expérience. La photo de droite est une capture d'écran de l'oscilloscope montrant la détection d'une particule sur une piste P et une piste N en coïncidence. Le signal rouge correspond au signal rapide en sortie de l'ASIC V1. Le signal jaune correspond au signal analogique d'une piste N et le signal bleu au signal analogique sur une piste P. Le signal bleu est coupé par le *reset* analogique après le maximum du signal (illustration du cas 2). Utilisant un module ADC qui ne recherche que le maximum de l'impulsion, ce signal est suffisant pour le traitement en énergie du signal.

En plus de la mise à zéro de chaque *switch* sur chacune des pistes, il est nécessaire de remettre à zéro l'ensemble des pistes de manière synchrone. En effet, si aucun signal n'est collecté sur une piste, une charge sera quand même collectée à cause du bruit électronique. L'amplificateur de charge risque donc de saturer après un

¹ Double-sided Silicon Strip Detector
² SubMiniature version A
³ Versa Module Europea
⁴ Nuclear Instrumentation Module
⁵ Application-Specific Integrated Circuit

certain temps sans signal venu du détecteur. L'ouverture de tous les *switch* de manière synchrone permet de s'affranchir de cette saturation. Le signal de *reset* des *switch* a été envoyé pendant l'expérience par un générateur de signaux externes (Agilent 81150A). Le signal est un signal périodique carré de 100 ns à une fréquence de 10 kHz. Il a été observé que le fait d'envoyer le signal de *reset* sur l'ensemble des voies engendre un signal du comparateur sur chaque voie et la génération d'un signal énergie sur les pistes de lecture. Ces signaux sont donc parasites, car artificiels, et il faudra les supprimer dans l'analyse des données de l'expérience. Il est nécessaire de prendre en compte cet effet pour l'utilisation des ASIC sur la carte DAQ finale du prototype de la caméra Compton. Les impulsions du *reset* général ont également une influence sur la lecture des pistes N lues avec la première version de l'ASIC. Il y a ainsi une injection de charges via le détecteur sur l'autre face du détecteur. Une étude du phénomène doit être réalisée pour comprendre ce problème.

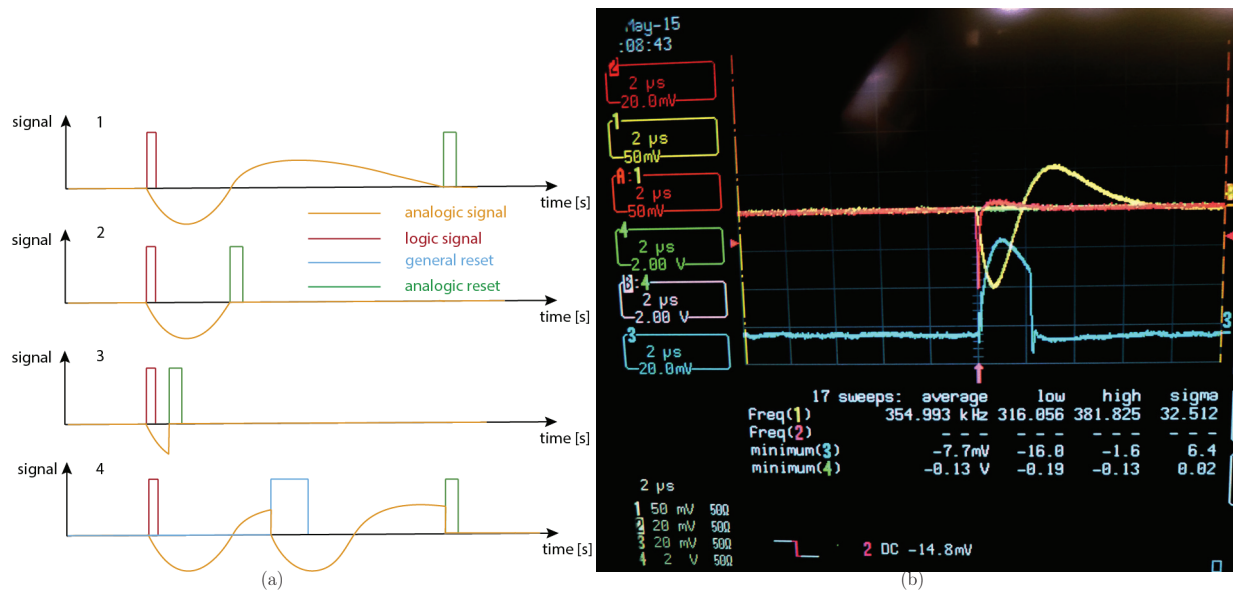


FIGURE 5.2 – Chronogrammes expliquant le fonctionnement du *reset* analogique de chacune des pistes de lecture du diffuseur. Les cas 1, 2, 3 et 4 décrivent les différentes possibilités de fonctionnement. Le cas 2 est le cas souhaité, car il permet d'avoir le maximum du signal analogique et d'optimiser le taux de comptage. La photo de droite est une capture d'écran de l'oscilloscope montrant la détection d'une particule sur une piste P et une piste N en coïncidence. Le signal rouge correspond au signal analogique rapide de sortie de l'ASIC V1. Le signal jaune correspond au signal analogique d'une piste N (ASIC V1) et le signal bleu au signal analogique sur une piste P (ASIC V2). Le signal bleu est coupé par le *reset* analogique après le maximum du signal.

La faisabilité de l'expérience réside dans la capacité à acquérir l'ensemble des signaux des différents détecteurs mis en jeu. La figure 5.3 est un schéma simplifié de la chaîne d'acquisition et du câblage effectué. La chaîne d'acquisition pour le diffuseur est spécifique du type de signaux en sortie de l'ASIC (énergie ou temps) et de la version de l'ASIC. En ce qui concerne les signaux énergie, il est nécessaire d'avoir des signaux positifs afin de pouvoir numériser les signaux avec le module ADC. Les signaux venant des pistes côté N doivent donc être inversés et cela est effectué avec un module *linear Fan-In Fan-Out*. Les signaux venant des pistes P ont la bonne polarité, mais l'amplitude des signaux analogiques doit être adaptée à la dynamique de l'ADC à cause du manque d'amplificateurs présents sur la carte de l'ASIC (version finale). Une des pistes de lecture sur la carte électronique contenant l'ASIC V2 étant inutilisable, il ne sera ainsi lu que sept pistes sur huit pour le côté P du diffuseur. La piste indisponible est l'une des deux pistes extrêmes du détecteur. Chacun des sept signaux venant de l'ASIC V2 est donc amplifié séparément par un module NIM de spectrométrie en énergie (ORTEC 572A, ORTEC 570, ORTEC 571, ORTEC 572, Canberra 2022 (2 modules) et Canberra 2026).

Pour les signaux en temps, il y a deux traitements distincts en fonction de l'ASIC utilisé. Comme pour les signaux énergie, les signaux temps venant des pistes côté N et de l'ASIC V1 doivent être inversés avant de rentrer dans un discriminateur à seuil (ou *Leading Edge Discriminator*). Le discriminateur crée un signal logique dès que le signal analogique en entrée dépasse un seuil défini par l'utilisateur. Le seuil appliqué sur chacune des voies est de 9 mV. Si le signal analogique d'entrée est faible, un retard temporel sur la génération du signal logique

peut être alors constaté ce qui peut impliquer un effet de *walk*. La notion de *walk* est approfondie ultérieurement dans le chapitre. Le signal logique est envoyé dans des échelles pour le comptage du nombre d'événements (*scaler*), dans le TDC pour la mesure de différence de temps entre l'événement et le signal HF du cyclotron, et aussi dans un module *logic Fan-In Fan-Out* pour faire un OU logique des pistes N. Ce OU logique va servir à déclencher l'acquisition et faire les coïncidences entre le diffuseur et l'absorbeur.

Du côté des pistes P du diffuseur, un comparateur est déjà présent dans l'ASIC. Ainsi, les signaux temps émis par l'ASIC sont déjà logiques. Le seuil appliqué sur le comparateur via un programme Labview est de 0,6 V. Le niveau logique des signaux en sortie du comparateur de l'ASIC est donné par le standard TTL ('0' logique = 0 V ; '1' logique > 2 V). Il faut adapter ce niveau logique pour pouvoir utiliser les signaux avec les modules NIM/VME de l'acquisition qui fonctionnent avec le standard NIM ('0' logique = 0 V ; '1' logique = -800 mV). Un module *Leading Edge Discriminator* est également utilisé, mais seulement pour réaliser le OU logique entre les différentes pistes P et pour pouvoir dupliquer les signaux logiques. Le seuil du discriminateur est ainsi mis au maximum à 255 mV. En sortie du module, les signaux sont envoyés dans les mêmes modules que les signaux temps des pistes N du diffuseur.

L'absorbeur est composé d'un bloc scintillateur de BGO lu par quatre tubes photomultiplicateurs. Chaque photomultiplicateur produit un signal analogique si des photons lumineux sont collectés par son anode. L'acquisition de chacun des signaux des photomultiplicateurs est effectuée individuellement. Les quatre signaux analogiques sont envoyés vers un module *Fan-In Fan-Out* pour être dupliqués. L'information utile pour le traitement des données est l'énergie totale déposée par la particule dans l'absorbeur. Cette énergie déposée correspond à la somme des quatre signaux acquis. Les 4 PM de ce bloc sont bien équilibrés ce qui permet d'additionner/soustraire leurs signaux pour extraire l'amplitude (l'énergie déposée) et la position de l'interaction dans le bloc. La somme de l'amplitude des quatre signaux analogiques des PM correspond au signal *BGO sum*. Les signaux analogiques sont amplifiés avant d'être envoyés vers l'ADC. Les signaux sont par ailleurs envoyés vers un module discriminateur à fraction constante (ou *Constant Fraction Discriminator*) qui permet la discrimination indépendamment du temps de montée du signal. Les signaux logiques sont envoyés dans un module échelle et le signal *BGO sum* est envoyé seul dans le TDC. Le signal logique *BGO sum* est également envoyé vers le module de coïncidence pour déclencher l'acquisition.

Il faut déclencher l'acquisition des données (modules ADC et TDC) lors de la détection de particules dans un des détecteurs. Le déclenchement de l'acquisition (ou *trigger*) est défini pour les acquisitions réalisées comme le OU logique entre : le OU logique des pistes du diffuseur (OU logique des pistes N ou bien OU logique des pistes P) et le signal logique *BGO sum*. Si l'un des deux signaux logiques est à 1, l'acquisition se déclenche. Un module TDC est dédié au silicium et au BGO alors qu'un deuxième est utilisé pour le reste des détecteurs.

Le module TDC dédié au démonstrateur de caméra Compton permet de mesurer une différence de temps entre un signal *start* et un signal *stop*. Le but est de mesurer le temps entre la détection d'un événement dans un détecteur et l'impact sur la cible des ions carbone. Cette différence de temps correspond à la différence de temps entre le signal logique d'une voie de détecteur et le signal HF du cyclotron. Le module TDC possède 16 voies d'entrée *start* individuelles et un signal commun de *stop*. Les voies d'entrée correspondent aux 15 signaux logiques utilisables des pistes du silicium (détection d'un événement sur une piste) et au signal logique *BGO sum*. Si un événement est détecté dans un des détecteurs, l'acquisition est déclenchée (*trigger* à 1) et le *start* des voies touchées dans le TDC est lancé. À partir de ce moment, il y a deux possibilités : soit l'événement détecté est relié au faisceau d'ions carbone, soit c'est un événement fortuit. Si l'événement est fortuit, la distribution de probabilité du temps est uniforme entre 0 et 82 ns. Si par contre l'événement est relié au faisceau, on a une structure (par exemple le pic de gamma prompts). Le signal HF du cyclotron est bien entendu ajusté pour qu'il arrive après le signal des détecteurs. Un signal *stop* est généré par le signal HF et l'acquisition du TDC est arrêtée pour toutes les voies du module. Si aucun signal HF n'est perçu, c'est que le système d'acquisition n'a pas bien fonctionné. Un signal retardé, dit *auto stop*, est généré à la génération du *trigger* et il est retardé de 222 ns. Ce signal va être le signal *stop* du module TDC afin de ne pas le faire attendre un signal *stop* indéfiniment. La figure 5.3 présente le schéma de câblage du plan de détecteur silicium et du bloc BGO. Pour le plan de silicium, le traitement des signaux mis en forme pour obtenir l'amplitude des signaux analogiques (énergie déposée) est séparé du traitement des signaux pour obtenir des signaux rapides (temps). Le déclenchement de l'acquisition est effectué à partir des signaux rapides comme expliqués précédemment. Le module TGV va permettre l'acquisition des données par le PC d'acquisition.

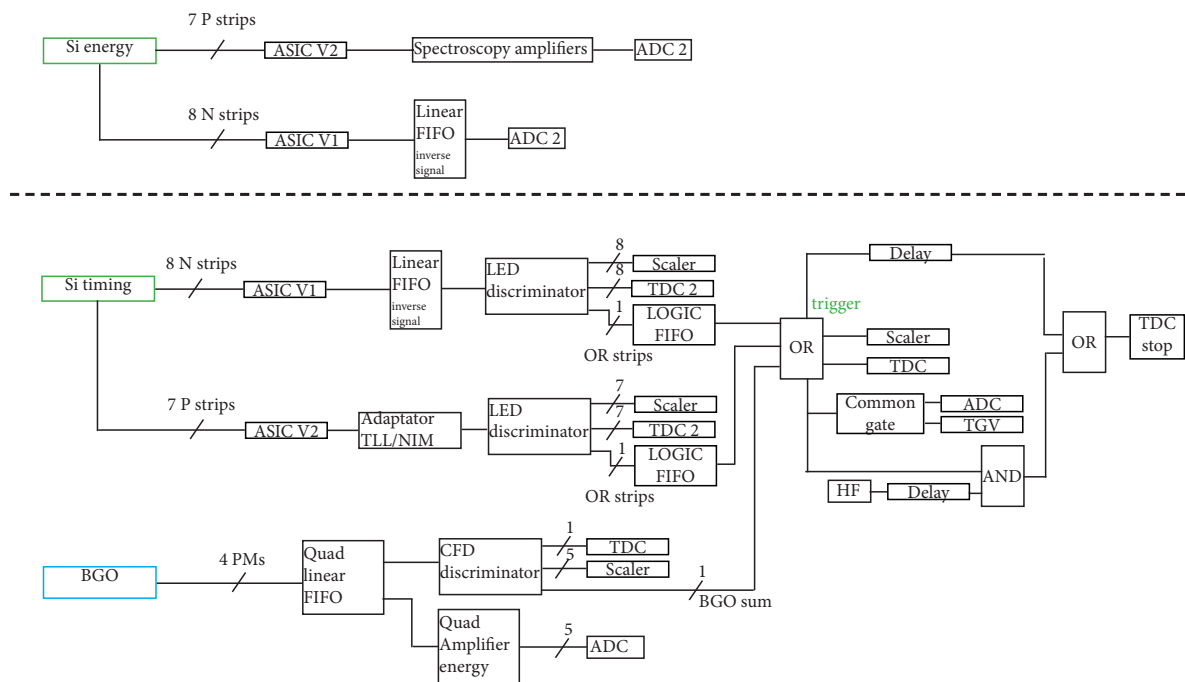


FIGURE 5.3 – Schéma de câblage de la chaîne d'acquisition de la caméra Compton. L'ensemble des 16 voies du diffuseur et des 4 voies de l'absorbeur est lu par l'électronique associée. Deux ASIC permettent la lecture des voies du diffuseur. L'ASIC V1 correspond à la première version développée et l'ASIC V2 correspond à la version finale de celui-ci. Le reste des modules utilisés est de type discret NIM et VME. Le déclenchement de l'acquisition se fait par la détection d'un événement dans l'absorbeur ou le diffuseur.

5.2.3 Dispositif expérimental

Le faisceau d'ions carbone est envoyé sur une cible cubique en PMMA de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$. La cible est positionnée à 23,5 cm de la sortie à l'air du faisceau. Il n'y a rien entre le faisceau d'ions et la cible. Le prototype de caméra Compton est positionné quant à lui perpendiculairement au faisceau incident. Le diffuseur est centré sur le centre de la cible comme l'absorbeur. Un plastique scintillateur est placé devant la boîte contenant le diffuseur. Le scintillateur recouvre la taille du diffuseur. Deux géométries ont été utilisées :

- 1 : distance cible - diffuseur : 20 cm et distance diffuseur - absorbeur : 40 cm
- 2 : distance cible - diffuseur : 20 cm et distance diffuseur - absorbeur : 20 cm

Pour chacune des deux géométries, une acquisition a été faite à intensité maximale du faisceau disponible et à l'intensité maximale réduite d'un facteur 5. L'intensité du faisceau n'est pas très stable dans le temps, c'est pourquoi, l'intensité demandée n'a pas été disponible de manière constante sur tout le temps de l'acquisition. L'intensité maximale disponible est de 0,1 nA ce qui correspond à 5×10^7 ions carbone/s.

Le déclenchement de l'acquisition est la détection d'un événement dans l'absorbeur ou dans le diffuseur (toutes pistes confondues). L'absorbeur ayant une meilleure efficacité de détection que le diffuseur, c'est majoritairement l'absorbeur qui a déclenché l'acquisition.

La figure 5.4 reprend le schéma du dispositif expérimental et la figure 5.5 est une photo de ce même dispositif. Un scintillateur plastique est placé devant le diffuseur afin de pouvoir éliminer les particules chargées lors du traitement des données. Un autre scintillateur plastique est positionné proche de la fenêtre de sortie des ions carbone dans l'air afin d'avoir un taux de comptage absolu du nombre d'ions incidents

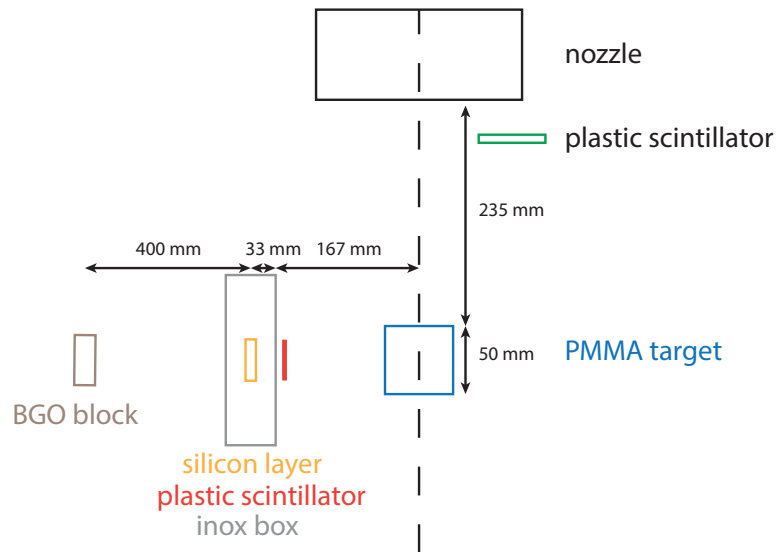


FIGURE 5.4 – Schéma du dispositif expérimental mis en place pour la géométrie numéro 1.

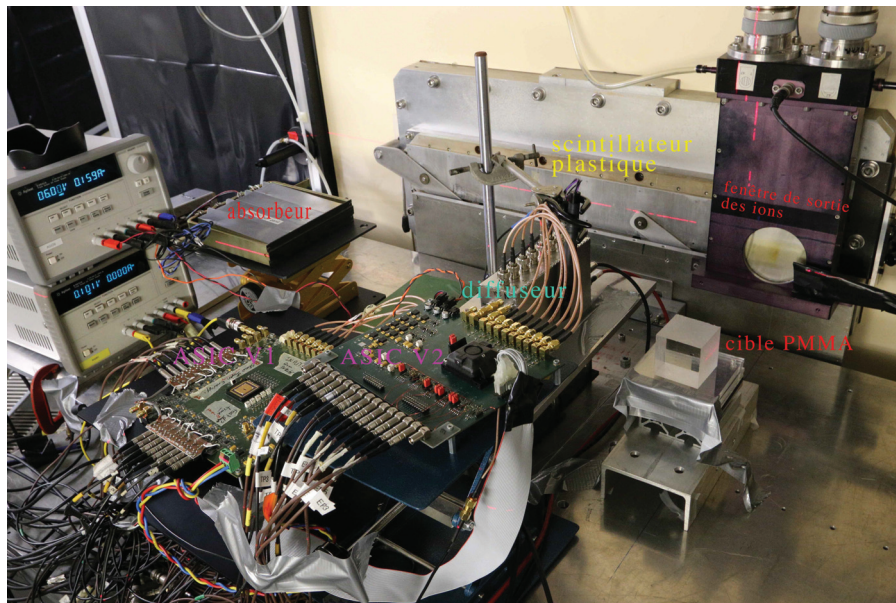


FIGURE 5.5 – Photo du dispositif expérimental mis en place pour la géométrie numéro 1. La lecture de la quasi-totalité des pistes du diffuseur nécessite une logistique importante en termes de câblage.

5.2.4 Calibration en énergie

La calibration en énergie des détecteurs a été réalisée avant le début de l'irradiation de la cible avec les ions carbone. Les sources utilisées pour la calibration furent une source d'américium-241 (pic photoélectrique à 59 keV), une source de césium-137 (pic photoélectrique à 661 keV) et une source de cobalt-60 (pics photoélectriques à 1170 et 1330 keV). Les trois sources furent placées d'abord devant le diffuseur puis devant l'absorbeur. Chaque détecteur a fait l'objet d'une acquisition individuelle.

Pour le diffuseur, les pistes N sont calibrées avec les trois sources radioactives citées ci-dessus. Pour les pistes P, la calibration est réalisée avec une source de Cs-137. La figure 5.6 donne les spectres obtenus pour une piste N et une piste P. Pour la calibration des pistes N, le pic photoélectrique de l'Am-241 à 59 keV et les fronts Compton à 960 keV et 1115 keV du Co-60 sont utilisés. Les pistes P sont calibrées grâce au front Compton du Cs-137 à 476 keV. L'identification du pic photoélectrique et des fronts Compton sur le spectre non calibré se fait avec une précision à 5 canaux d'ADC près. Chaque piste du diffuseur est calibrée individuellement. Le pic situé à une énergie de 3 MeV correspond à la limite de la dynamique du module *linear Fan-In Fan-Out* qui inverse le signal des pistes N avant d'aller dans le module ADC. Les spectres en énergie des pistes N sont donc coupés à 3 MeV pour toutes les acquisitions réalisées.

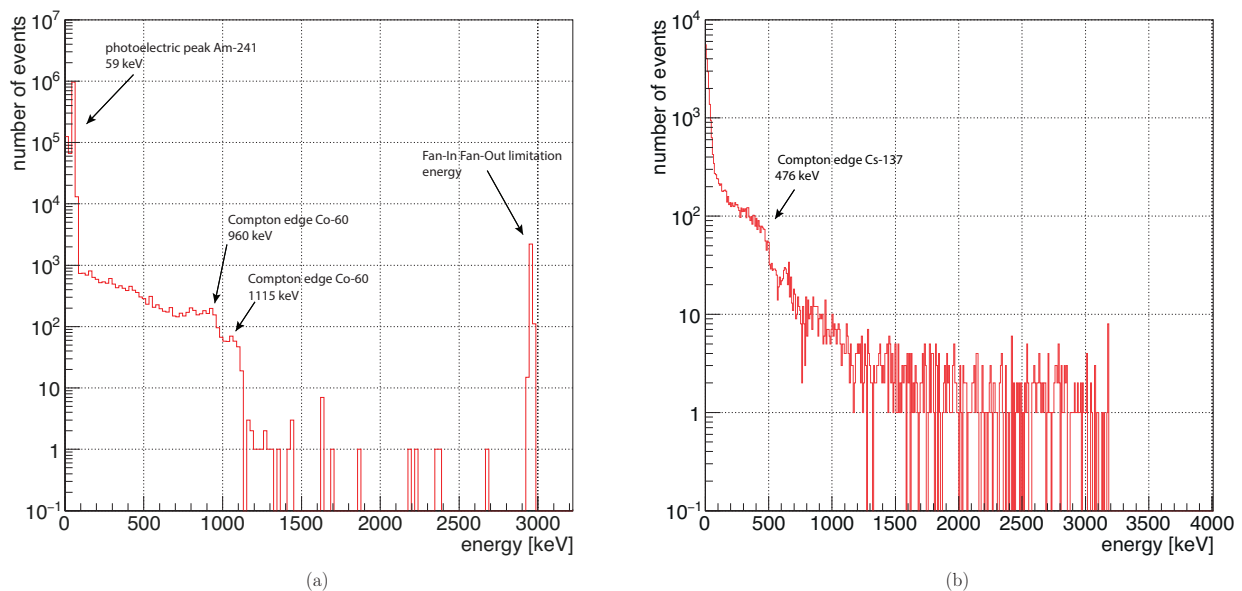


FIGURE 5.6 – À gauche, le spectre en énergie de la piste N3. Le pic photoélectrique d'Am-241 (59 keV) et les fronts Compton des photons 1,17 MeV et 1,33 MeV du Co-60 sont retrouvés. Le pic à 3 MeV correspond à la limitation de dynamique du module *Fan-In Fan-Out*. Le spectre des pistes N sera donc incomplet lors des acquisitions. À droite, le spectre en énergie de la piste P4. La calibration est faite avec une autre acquisition que pour les pistes N avec la source de Cs-137. Le front Compton du pic photoélectrique à 476 keV est également observé.

Pour l'absorbeur, une acquisition a été réalisée avec une source de Cs-137 et une source de Co-60. La figure 5.7 donne le spectre en énergie de la somme des 4 photomultiplicateurs du scintillateur pour la source de Cs-137. Le front Compton n'est pas visible à cause des seuils appliqués sur les signaux analogiques des 4 PM. Il y a sûrement un effet de seuil sur le pic du Cs-137 obtenu. Le signal somme de l'absorbeur sera toujours utilisé dans la suite des analyses, car ce signal représente l'énergie totale déposée dans le détecteur.

À partir des spectres de calibration, il est possible d'estimer la résolution en énergie du diffuseur pour les pistes N et pour l'absorbeur. Pour les pistes N, on utilise le pic photoélectrique de l'Am-241 à 59 keV. Pour l'absorbeur, le signal somme des 4 photomultiplicateurs est utilisé avec le pic photoélectrique de Cs-137 à 661 keV. Les résolutions sont estimées via un ajustement gaussien sur les pics cités. Le tableau 5.2 reprend les valeurs obtenues. Les résolutions en énergie à mi-hauteur (FWHM) sont détaillées en valeur absolue et en valeur relative à l'énergie de référence (59 keV pour les pistes N et 661 keV pour le BGO).

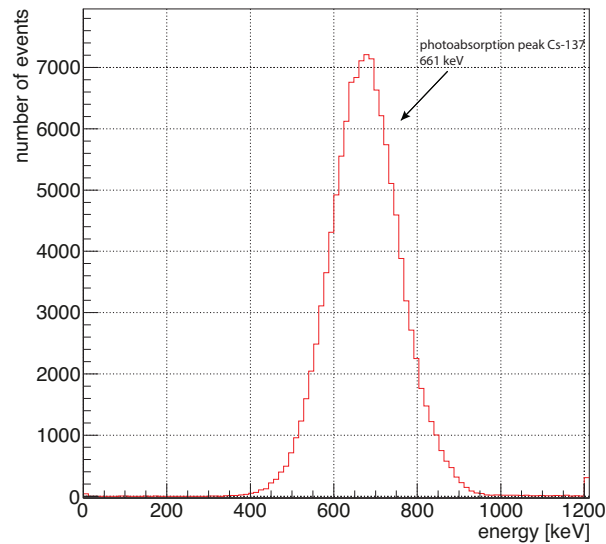


FIGURE 5.7 – Spectre en énergie du signal somme de l'absorbeur (*BGO sum*) pour une source de Cs-137.

TABLE 5.2 – Résolutions en énergie pour les pistes N du diffuseur estimées pour le pic photoélectrique à 59 keV de l'Am-241. Résolution en énergie de l'absorbeur pour le signal *BGO sum* pour le pic photoélectrique à 661 keV du Cs-137.

Voie du détecteur	Résolution absolue (FWHM)	Résolution relative (FWHM)
	[keV]	[%]
N1	10,7	18,1
N2	9,7	16,5
N3	9,1	15,4
N4	13,6	23,0
N5	10,4	17,6
N6	9,5	16,1
N7	10,7	18,1
BGO somme	215	32,5

La résolution en énergie du diffuseur est dominée par le bruit du détecteur. La résolution en énergie attendue sur le prototype final de caméra Compton est de 1 keV (FWHM). L'objectif de l'expérience n'étant pas la mesure de la résolution en énergie du diffuseur, le dispositif expérimental utilisé n'est pas optimisé pour atteindre les performances souhaitées (refroidissement du plan de silicium, électronique de lecture dédiée).

La résolution en énergie de l'absorbeur est par ailleurs élevée dans ce cas précis, car il a été obtenu une résolution de 17 % (FWHM) en laboratoire pour le pic de 511 keV du Na-22. Comme pour le diffuseur, les performances du bloc BGO doivent être estimées dans une étape ultérieure en laboratoire.

5.2.5 Correction du *time walk*

Les signaux analogiques issus des pistes du diffuseur qui sont traités avec une mise en forme rapide (temps de montée rapide) sont dits signaux temporels. Lors du passage de ces signaux analogiques dans le module *Leading Edge Discriminator* pour obtenir des signaux logiques, un phénomène appelé *time walk* peut apparaître sur des signaux de faible amplitude. En effet, pour deux signaux de même temps de coïncidence, mais d'amplitude d'impulsion différente, une différence dans le temps de génération du signal logique apparaît (voir figure 5.8). C'est un problème connu inhérent à l'utilisation du module *leading edge discriminator* [Iniewski, 2010].

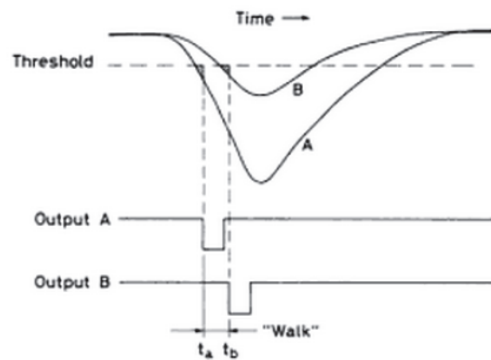


FIGURE 5.8 – Schéma montrant le *time walk* entre deux signaux arrivant en même temps, mais possédant deux hauteurs d'impulsions différentes. Le *threshold* correspond au seuil appliqué par le discriminateur.

L'amplitude du signal temporel étant proportionnelle à la charge collectée par le détecteur, ce problème de *time walk* est mis en avant pour les dépôts de faible énergie. Il est possible de corriger cet effet à l'aide de la relation empirique suivante [Heilbromm et al., 2004] :

$$t_{corr} = t_{ini} - \frac{\epsilon}{\sqrt{E_{dep}}}, \quad (5.1)$$

avec t_{corr} le temps corrigé du *time walk*,
 t_{ini} le temps initialement acquis,
 ϵ une constante d'ajustement,
 E_{dep} l'énergie collectée par le détecteur.

Cette correction permet d'améliorer l'information en temps obtenue pour les pistes du diffuseur. Ce problème n'est pas présent pour l'absorbeur, car on utilise un discriminateur à fraction constante (CFD) qui n'est pas assujéti à ce problème. L'impact de la correction du *time walk* est présenté dans la section 5.3.2.

5.2.6 Simulations Monte Carlo de l'expérience

Dans le but de pouvoir mieux analyser les résultats de l'expérience, j'ai simulé celle-ci à l'aide du code de calcul Monte Carlo Geant4. Le dispositif expérimental modélisé est réduit aux éléments principaux de l'expérience : la cible cubique de PMMA ($5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$), le diffuseur silicium ($1,4 \times 1,4 \times 0,2 \text{ cm}^3$), la boîte en inox protégeant le diffuseur de 1 mm d'épaisseur, le bloc BGO absorbeur ($3,8 \times 3,8 \times 3 \text{ cm}^3$) et le plastique scintillateur ($2 \times 2 \times 0,1 \text{ cm}^3$). Les distances et les dimensions des détecteurs sont les mêmes que celles de l'expérience. Les ions carbone utilisés ont une énergie de 95 MeV/n. La figure 5.9 reprend la modélisation de l'expérience dans la simulation Geant4. Deux simulations sont réalisées pour tenir compte des deux configurations expérimentales avec la variation de la distance diffuseur – absorbeur (20 cm et 40 cm).

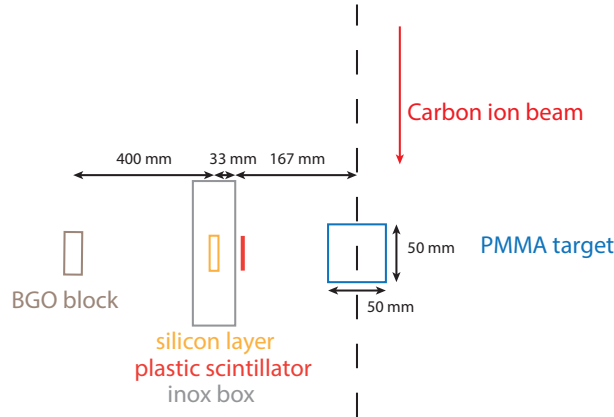


FIGURE 5.9 – Modélisation de l'expérience sous Geant4. La distance diffuseur - absorbeur est modifiée pour tenir compte des deux configurations expérimentales de l'expérience.

Les bibliothèques utilisées sont les mêmes que celles décrites dans le premier chapitre de ce manuscrit. La structure temporelle a été modélisée par une période d'extraction de 80 ns et une largeur de paquet d'ions de 1 ns. À intensité maximale (5×10^7 ions carbone/s), cela correspond à 10 ions en moyenne par paquet de 1 ns toutes les 80 ns. Il est extrait des données simulées les taux de comptage sur les détecteurs simples et en coïncidence. Les pistes du diffuseur ne sont pas modélisées et il n'y a donc que l'information sur le taux de comptage global sur le détecteur qui est obtenue. Les coïncidences sont sélectionnées dans une fenêtre temporelle de 40 ns et aucune coupure dans le spectre en temps des événements du diffuseur ni de l'absorbeur n'est effectuée. Seule une coupure en énergie de 50 keV pour le diffuseur et de 200 keV pour l'absorbeur est réalisée. Les résultats sont présentés dans le tableau comparant les taux de comptage de la simulation avec ceux de l'expérience.

5.3 Résultats

Les résultats de l'expérience pour le démonstrateur de caméra Compton sont à présent présentés. Ces résultats sont comparés en fin de chapitre avec des simulations Geant4 pour vérifier la cohérence de l'expérience. Les résultats de cette expérience permettent par ailleurs de mieux comprendre le comportement du diffuseur silicium et de l'électronique développée. Dans ce chapitre, les spectres en énergie et en temps sont d'abord présentés avec les coupures associées. Une analyse du comportement du dépôt d'énergie entre les différentes pistes du silicium est ensuite présentée. Finalement, les taux de comptage simples et en coïncidence sont extraits et une comparaison avec les simulations Monte Carlo est réalisée.

5.3.1 Spectre en énergie

Un spectre de l'énergie déposée dans les détecteurs est acquis pour chaque piste du diffuseur et pour l'absorbeur. Les différentes acquisitions réalisées ne modifient que l'intensité du faisceau d'ions carbone et la distance diffuseur – absorbeur. Les différents spectres en énergie sont donc équivalents d'une acquisition à l'autre. Je présente sur la figure 5.10 le spectre en énergie de la piste P6, de la piste N5 et du signal *BGO sum* pour la configuration expérimentale 1 et l'intensité de faisceau maximale. La distribution en énergie des pistes N (figure 5.10(a)) se caractérise par une exponentielle décroissante et deux pics caractéristiques : un pic à 1,5 MeV et un autre à 3 MeV. Le pic à 3 MeV est dû à la limite de dynamique du module *linear Fan-In Fan-Out* comme expliqué précédemment. Quant au pic à 1,5 MeV, il doit être dû au *reset* analogique appliqué à l'ASIC V2 pour les pistes P. En effet, lorsque le signal de *reset* est appliqué aux pistes P, des charges sont envoyées dans le diffuseur et sont collectées sur les deux côtés (P et N). Ce phénomène est observé à l'oscilloscope comme montré sur la figure 5.11. Le signal de *reset* (en vert sur l'oscilloscope) engendre bien un signal analogique sur les pistes P (signal bleu) et sur les pistes N (signal jaune). De plus, lors de la calibration en énergie des pistes N (figure 5.6(a)), aucun signal de *reset* n'était appliqué sur les pistes P et le pic à 1,5 MeV n'apparaît pas sur le spectre en énergie des pistes N.

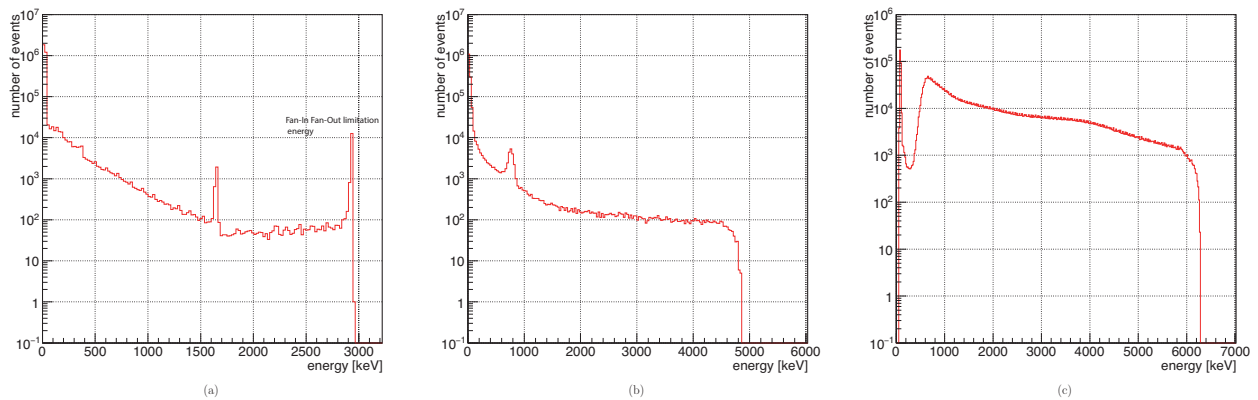


FIGURE 5.10 – Spectres en énergie pour la piste N5 (a), la piste P6 (b) et le signal *BGO sum* (c). Les axes des ordonnées sont en échelle logarithmique. Spectres obtenus pour une acquisition avec la configuration expérimentale 1 et une intensité du faisceau d'ions maximale.

Les observations faites sur les pistes N sont transposables aux pistes P. Pour le pic d'énergie identifié comme résultant du signal de remise à zéro, le dépôt d'énergie est dans 99,3 % sur une piste P et dans 0,7 % des cas sur deux pistes P. Par ailleurs, l'ensemble des pistes P (multiplicité de 7) ne déclenche que dans 0,04 % des cas alors que le déclenchement d'une seule piste intervient dans 59,9 % des cas. Il est donc rare que les 7 pistes P déclenchent ensemble ce qui est inattendu avec l'application du signal de *reset*. Il est possible que les seuils appliqués sur les discriminateurs LED, pour les pistes P et N, aient été trop élevés ce qui a coupé ces événements de *reset* à l'acquisition.

En conclusion, la génération du signal de *reset* appliqué aux pistes P n'a pas l'air d'induire un dépôt de charge homogène sur chacune des huit pistes N. Il est possible de supprimer de manière systématique dans l'analyse

des données tous les événements où une multiplicité de huit est présente. Effectivement, la probabilité qu'un dépôt d'énergie d'une particule incidente génère des charges sur huit pistes est très faible. Cette solution ne suffit pas, car le signal de *reset* peut induire une charge sur les pistes N avec une multiplicité sur les pistes N inférieures à huit (à première vue). La figure 5.12 montre le spectre en énergie de la piste N5 lorsqu'une multiplicité de 8 est détectée sur les pistes N (à gauche) et l'histogramme des pistes N pour l'acquisition dans la configuration expérimentale 2 à intensité maximale du faisceau d'ions carbone. Le signal de *reset* appliqué aux pistes P (multiplicité de 8) n'induit pas forcément une collection d'énergie de 1,5 MeV sur une piste N. Sur la carte DAQ finale utilisée pour les grands détecteurs silicium, les 128 ASIC seront remis à zéro en même temps. Une des solutions à envisager pour résoudre ce problème pourrait être de ne pas acquérir les signaux lors de la remise à zéro des ASIC. La perte de données serait limitée. L'élimination totale de ces événements parasites dans l'analyse de cette expérience n'est pas garantie au regard des interrogations qu'il reste sur les conséquences de l'utilisation d'un signal analogique de remise à zéro avec la version finale de l'ASIC développé.



FIGURE 5.11 – Capture d'écran de l'oscilloscope montrant les signaux analogiques suite à un signal de *reset* de l'ASIC V2 et suite à la détection d'une particule dans le silicium. Pour la remise à zéro de l'ASIC V2, le signal *reset* engendre un signal analogique sur les voies énergie des pistes P et N. La détection d'une particule se manifeste par un signal rapide (signal rouge) sur une piste et la génération d'un signal analogique sur une piste N et sur une piste P. Signaux acquis avec une source radioactive de calibration.

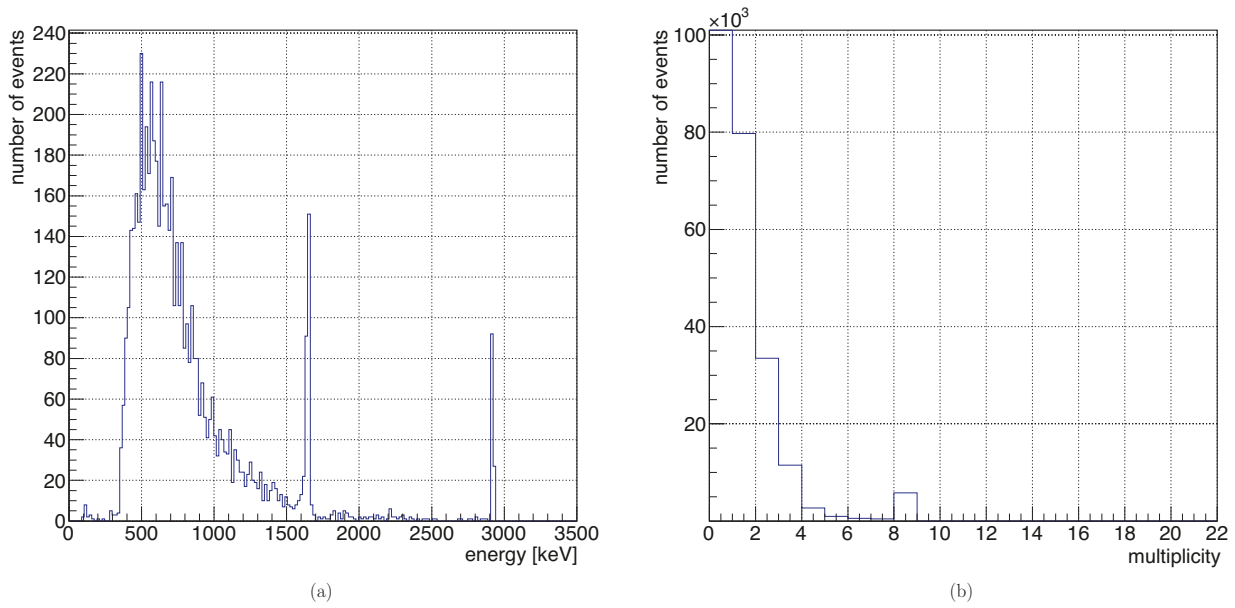


FIGURE 5.12 – Sur la gauche, spectre en énergie de la piste N5 lorsqu’une multiplicité de huit est détectée sur le côté N. Le spectre en énergie s’étend sur toute la gamme en énergie de l’ADC. Sur la droite, histogramme de la multiplicité des pistes N touchées pour une acquisition avec la configuration expérimentale 2 et l’intensité maximale du faisceau.

5.3.2 Étude de la relation dépôt d’énergie en fonction du temps : correction du *time walk*

Le phénomène de *time walk* a été présenté précédemment. Il est particulièrement mis en avant lorsqu’on considère la relation entre le temps de vol de la particule (temps de détection – temps d’émission) et l’énergie déposée par celle-ci sur une piste du diffuseur (ou de l’absorbeur). La figure 5.13 montre le spectre du temps mesuré d’une piste N et d’une piste P en fonction de l’énergie collectée sur la piste et cela avec et sans correction du *time walk*. Les figures 5.13(a) et 5.13(b) sont les spectres sans correction du *time walk*. On n’effectue pas de coupure en énergie dans les spectres sans correction, mais une coupure en énergie est réalisée pour les pistes N au niveau des événements identifiés comme dus au signal de *reset* de l’ASIC V2 des pistes P. On observe sur les spectres sans correction (5.13(a) et 5.13(b)) une dérive vers la droite pour les faibles énergies ($< 1,5$ MeV). Après correction (figures 5.13(a) et 5.13(b)), cette dérive est corrigée et tous les événements possèdent un temps de vol identique. La position absolue du pic en temps n’a pas d’importance, car elle est relative à la longueur des câbles utilisés lors de l’expérience. La correction présentée est obtenue avec un facteur d’ajustement ϵ de $1200 \text{ keV}^{1/2}$. Ce paramètre a été affecté manuellement. La correction pour les pistes P n’est pas optimale entre 0 et 1 MeV. Les corrections du temps sont appliquées dans le reste des études présentées de ce chapitre nécessitant une prise en compte du temps de détection de la particule.

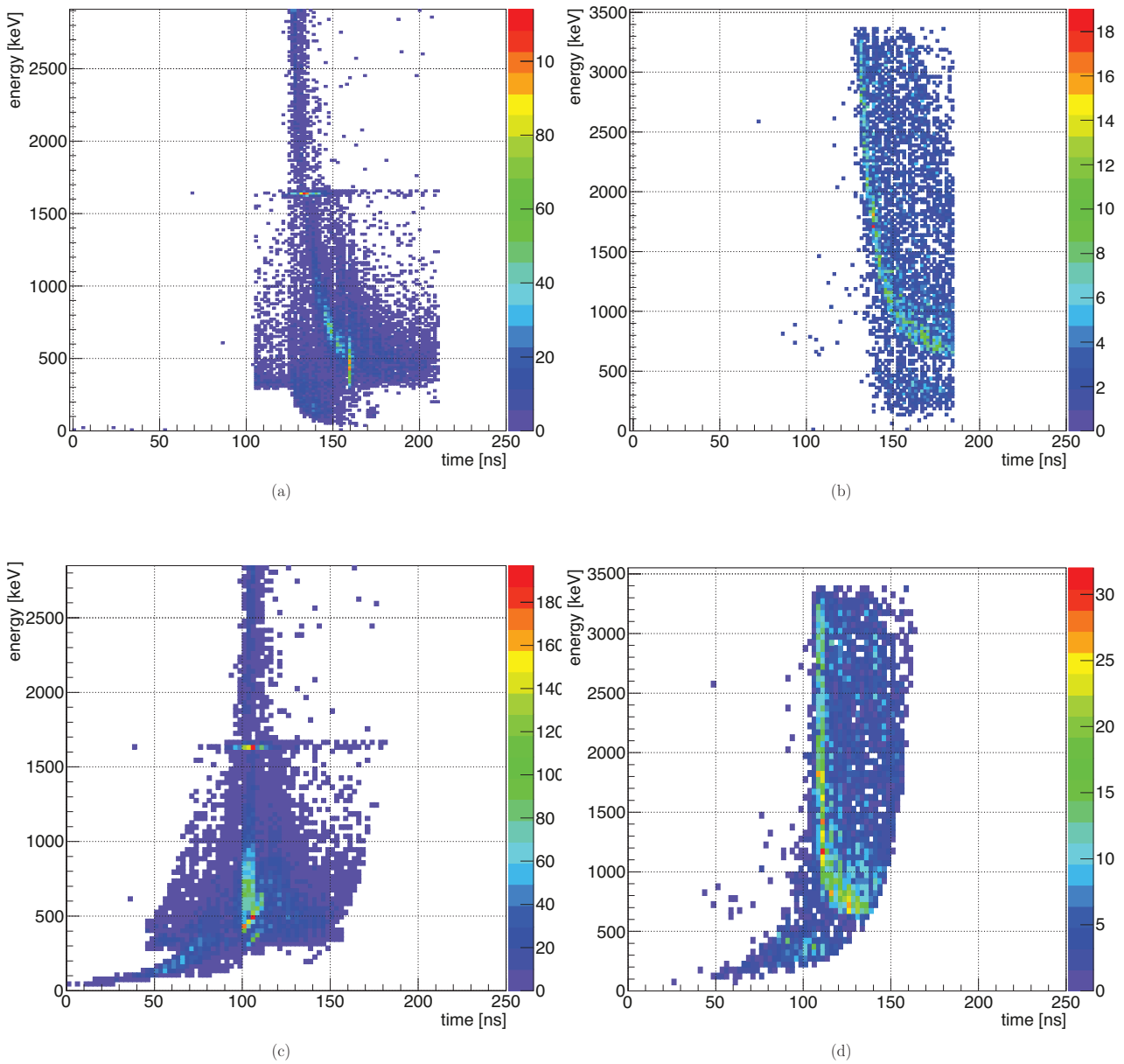


FIGURE 5.13 – Spectre en temps en fonction de l'énergie déposée de la piste N5 (figures (a) et (c)) et P5 (figures (b) et (d)). Les spectres (a) et (b) sont sans correction du *time walk* et les spectres (c) et (d) sont quant à eux corrigés. Une coupure en énergie est effectuée pour les pistes N au niveau des évènements dus au *reset* de l'ASIC V2 des pistes P. Les spectres sont obtenus pour une acquisition avec le faisceau d'ions et la configuration expérimentale 2 à intensité maximale.

5.3.3 Spectre en temps

Le spectre en temps représente la différence de temps entre la détection d'un évènement dans un détecteur (ou piste de celui-ci) et le signal HF du cyclotron. Les spectres en temps sont donc les données collectées par le module TDC. Un spectre en temps a été acquis pour chacune des voies du diffuseur et pour l'absorbeur. La figure 5.14 représente les spectres en temps d'une piste N et d'une piste P pour une acquisition avec le faisceau d'ions carbone à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 1. Je rappelle que si aucun signal d'extraction du cyclotron n'est détecté dans un certain délai, le spectre en temps est défini comme la différence de temps entre la détection d'un évènement et un signal d'auto-stop généré à partir du *trigger* de l'acquisition avec un retard de 222 ns. Néanmoins, cette situation ne devrait pas être rencontrée, la HF faisceau ayant une période de 80 ns, on est certain qu'il y aura au moins deux signaux HF générés avant le signal d'auto-stop.

TABLE 5.3 – Résolutions en temps du diffuseur et de l'absorbeur avant et après correction du *time walk*. Les résolutions sont estimées sur le pic de gamma prompts du spectre en temps pour une acquisition avec le faisceau d'ions à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 2 .

Voie détecteur	Résolution absolue sans correction (FWHM)	Résolution absolue avec correction (FWHM)
	[ns]	[ns]
N1	6,9	11,2
N2	8,7	17,3
N3	7,0	10,1
N4	7,7	7,1
N5	7,3	6,4
N6	6,6	6,6
N7	6,9	6,9
N8	8,8	12,1
P2	15,9	4,1
P3	17,7	5,0
P4	18,5	5,9
P5	19,0	4,3
P6	19,1	4,0
P7	19,5	3,9
P8	22,6	18,3
BGO somme	4,24	/

Les figures 5.14(a) et 5.14(b) sont les spectres en temps sans correction du *time walk* et les figures 5.14(c) et 5.14(d) les mêmes spectres avec la correction appliquée. Sur les spectres (a) et (b), il y a 3 pics caractéristiques. Le premier pic correspond au temps de détection des gamma prompts. Les particules chargées et les neutrons détectés ayant un temps de vol plus long, ils sont détectés après les gamma prompts et cela correspond aux événements après le premier pic à 120 ns sur la figure 5.14(a) et le pic à 150 ns sur la figure 5.14(b).

Le deuxième pic présent est dû au signal d'auto-stop généré si l'évènement détecté n'est pas corrélé au faisceau d'ions. Le dernier pic, situé après 200 ns, correspond au canal 0 (ou piédestal) du module TDC. Si l'acquisition est déclenchée et qu'aucun évènement n'est détecté sur une voie *start* du TDC, la valeur 0 est enregistrée pour la voie en question. Ces événements sont coupés lors de l'analyse des données.

Une première observation est faite sur les événements enregistrés avec un temps supérieur au signal d'auto-stop. En théorie, il ne devrait pas y avoir d'évènements après le signal d'auto-stop. Or, il y a bien des événements enregistrés dans le cas du spectre de la piste N et de la piste P. Ce phénomène n'apparaît que sur les spectres en temps du diffuseur et pas sur l'absorbeur ou d'autres détecteurs. Le problème n'a pas encore été formellement identifié et isolé. Le problème pourrait être localisé au niveau du TDC qui pourrait avoir du mal à gérer des *starts* multiples.

Les figures 5.14(c) et 5.14(d) représentent les spectres corrigés du *time walk*. Le pic de gamma prompts est mieux défini. Plus d'évènements se trouvent avant le pic de gamma prompts, mais cela est dû à la formule utilisée qui va surcorriger le *time walk* à très faible énergie. Le pic de piédestal est coupé dans les spectres corrigés.

Le spectre en temps de l'absorbeur est celui du signal *BGO sum* (figure 5.15). Il est similaire à celui des pistes du diffuseur à la différence qu'aucun évènement ne se situe après le pic d'auto-stop. Le pic gamma prompt pour le signal *BGO sum* est plus important que le pic d'auto-stop, car l'absorbeur va être à l'origine du déclenchement de l'acquisition dans 89,3 % des cas. Le bruit continu correspond aux neutrons et au bruit ambiant détectés.

D'après les spectres en temps, il est possible d'estimer la résolution en temps de chacune des pistes du diffuseur et de l'absorbeur. Pour ce faire, on utilise la largeur à mi-hauteur du pic de gamma prompts acquis lors d'une acquisition avec le faisceau d'ions carbone et la configuration expérimentale 2. Aucune coupure en énergie n'est appliquée pour obtenir les spectres en temps. Le tableau 5.3 présente les résolutions absolues en temps (FWHM) avec et sans correction du *time walk*. On utilise un ajustement gaussien sur le pic de gamma prompts pour estimer la résolution.

Après correction, les résolutions temporelles obtenues sont de l'ordre de de 4 à 5 ns (FWHM) pour les pistes P et de 7 ns (FWHM) pour les pistes N. La résolution temporelle du diffuseur attendue dans le cahier des charges du prototype de caméra Compton est de 15 ns (FWHM). Les résultats obtenus sont donc positifs. Par ailleurs,

le transport des trous étant plus lent dans le silicium que celui des électrons, une meilleure résolution temporelle est attendue pour les pistes N. Ainsi, avec la version finale de l'ASIC (utilisée pour les pistes P), on peut espérer obtenir une meilleure résolution temporelle sur les pistes N. Il est quand même noté qu'il y a une dégradation de la résolution temporelle pour les pistes N1, N2, N3 et N8 avec la correction du *time walk*. Cette dégradation vient d'une mauvaise correction du *time walk* pour les faibles énergies qui élargit le pic gamma prompt. La correction est dans ce cas là alors à revoir ou ne pas faire si cela dégrade la résolution.

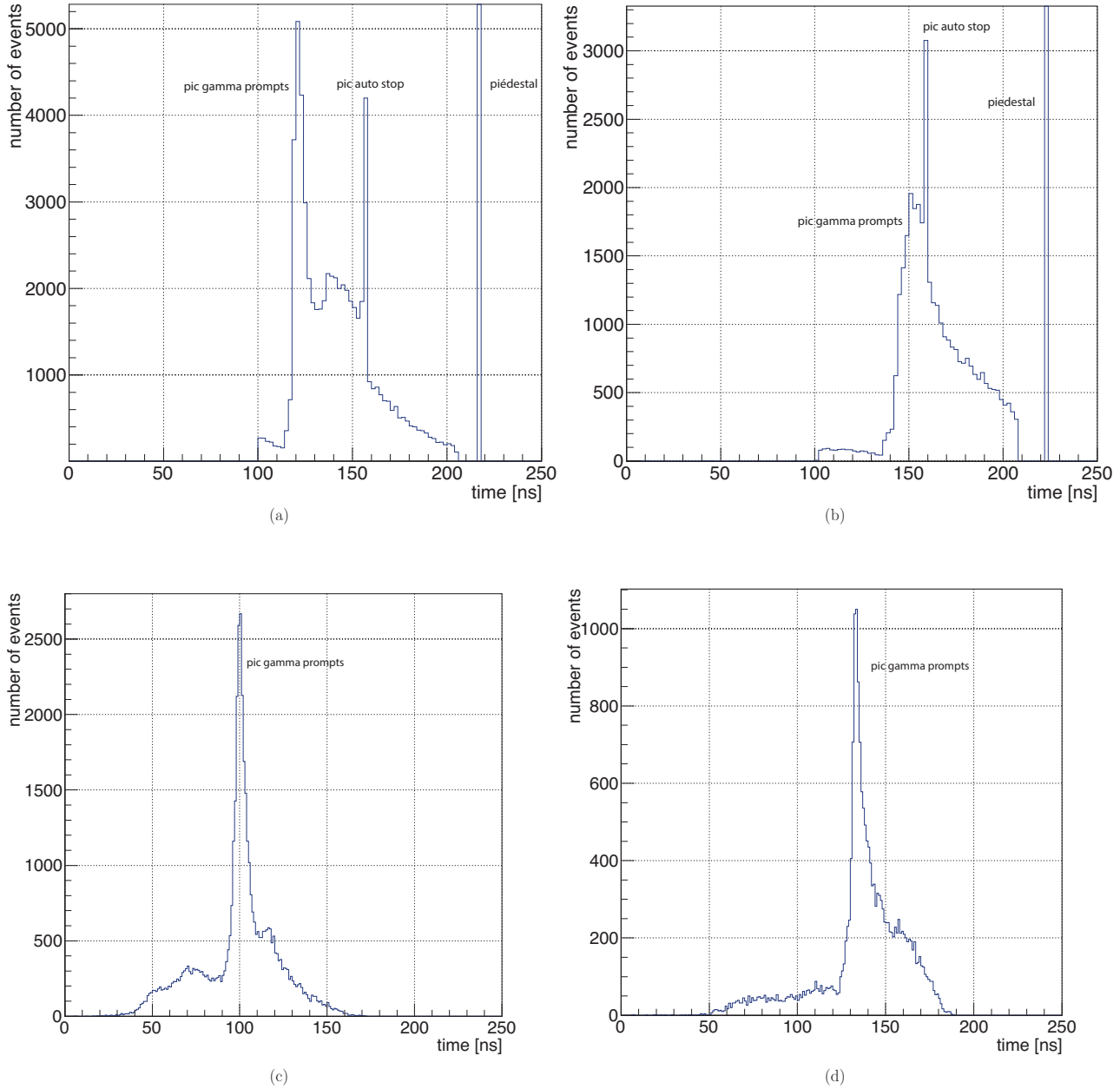


FIGURE 5.14 – Spectre en temps représentant la différence de temps entre la détection d'un évènement et l'extraction du faisceau d'ions carbone ou un signal d'auto-stop. Les figures (a) et (b) correspondent respectivement aux pistes N5 et P6. Les figures (c) et (d) représentent les spectres (a) et (b) avec la correction du *time walk*. Aucune coupure en énergie n'est effectuée. Les spectres sont acquis avec le faisceau d'ions carbone à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 2.

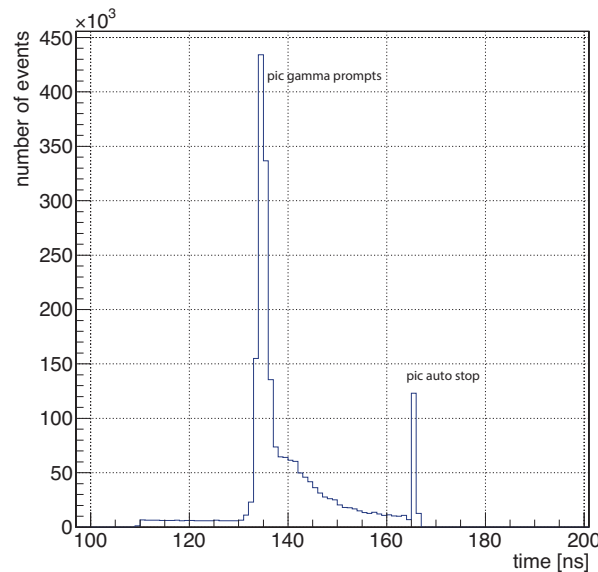


FIGURE 5.15 – Spectre en temps du signal *BGO sum*. Aucune coupure en énergie n'est effectuée. Le spectre est acquis avec le faisceau d'ions carbone à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 2.

5.3.4 Analyse des dépôts d'énergie du diffuseur

5.3.4.1 Étude de la distribution des charges collectées dans le silicium

Lors de cette expérience sur faisceau, c'est la première fois qu'il a été possible de lire 8 pistes côté N et 7 pistes côté P du diffuseur en simultanément. Cette expérience est donc riche en données concernant la distribution des charges collectées sur les différentes pistes adjacentes au point d'interaction de la particule incidente. Il est intéressant de savoir si la charge est collectée majoritairement sur une piste ou si pour une majorité d'événements détectés, la charge est distribuée sur deux pistes ou plus. J'ai analysé les dépôts d'énergie pour l'acquisition avec la configuration expérimentale 2 et l'intensité maximale du faisceau d'ions carbone. J'ai effectué des coupures en temps en ne sélectionnant que les événements présents dans le pic gamma prompt. La coupure en temps a été faite de manière individuelle pour chaque piste et correspond à ± 10 ns autour du pic gamma prompt. Les événements venant du *reset* de l'ASIC V2 des pistes P sont également supprimés. L'analyse est faite sur les événements enregistrés par le TDC. Je présente deux types de résultats différents sous forme d'histogrammes pour les pistes P et les pistes N. Le premier type d'histogramme donne le pourcentage de pistes touchées de la même face du diffuseur sachant qu'une piste est touchée. Par exemple, à la figure 5.16(a), la piste N1 (première colonne de l'histogramme) est touchée dans 61 % des cas seuls, dans 21% des cas, il y a une autre piste N touchée, dans 7,6 % des cas, il y a deux autres pistes N touchées, etc. Les figures 5.16(a) et 5.16(c) donnent ainsi, pour les pistes N et les pistes P, la dispersion de la collection des charges sur la même face du diffuseur. Le deuxième type d'histogramme donne le nombre de pistes touchées de la face opposée en sachant qu'une piste est touchée. Ainsi, à la figure 5.16(b), lorsque la piste N1 est touchée (première colonne), il y a 0 piste P touchée dans 94 % des cas, 1 piste P touchée dans 6,1 %, etc. Les figures 5.16(b) et 5.16(d) représentent pour les pistes N et P la distribution de la collection des charges entre les pistes P et N pour un dépôt d'énergie.

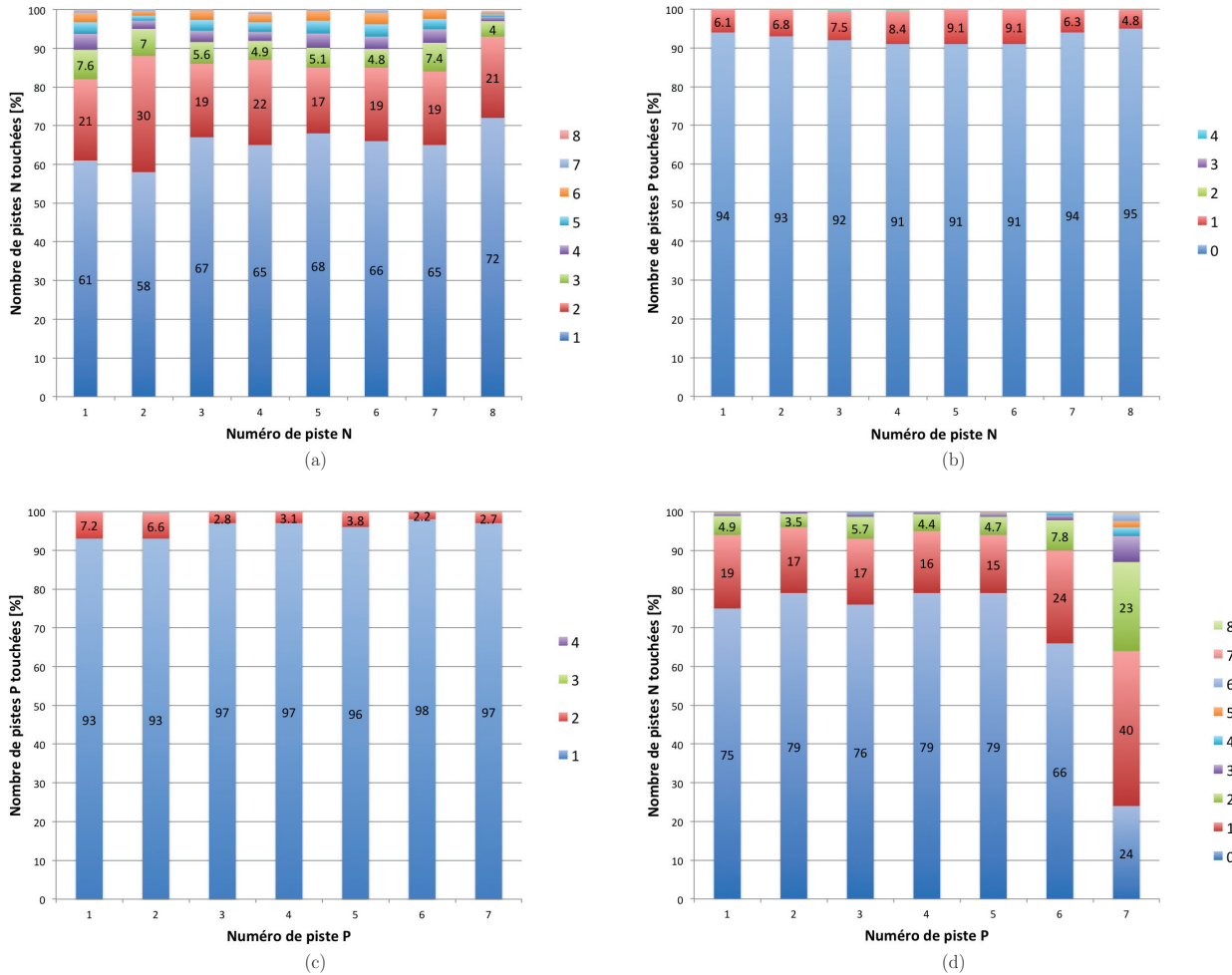


FIGURE 5.16 – Histogrammes (a) et (c) représentent la dispersion de la collection des charges sur la même face du diffuseur. Histogrammes (b) et (d) représentent la distribution de la collection des charges entre les pistes P et N pour un dépôt d'énergie. Le nombre de pistes touchées est indiqué par le code couleur. Résultats obtenus avec le nombre de *start* dans un même pic gamma prompts du TDC.

Il ressort de cette analyse que les charges sont majoritairement collectées sur une piste que cela soit du côté P ou N (dans 65 % en moyenne côté N et 96% côté P). Dans 30 % des cas pour les pistes N, il sera possible de réaliser une reconstruction barycentrique de la position d'interaction et ainsi de gagner en précision sur la position d'interaction de la particule. La collection des trous sur le côté P est très concentrée sur une seule piste. Une hypothèse est que le seuil appliqué sur le discriminateur des pistes P était trop haut, ce qui a éliminé les plus faibles dépôts d'énergie sur les pistes adjacentes à la piste collectant la majorité des charges.

L'autre enseignement de cette analyse est qu'il y a un fort taux de collection de charges sur une face du diffuseur qui ne correspond pas à une collecte de charges sur la face opposée. Dans plus de 90% des cas, il n'y a pas de collection de charges sur une piste P alors qu'il y a une collection de charges sur une piste N. Sachant que la même charge est créée en électrons et en trous lors du passage d'une particule, cette situation ne devrait jamais se produire. Il y a apparemment un problème quant aux réglages de l'expérience au niveau des seuils de discrimination appliqués. Le même constat est fait pour l'autre face du diffuseur même si, le nombre de cas où aucune piste N n'est touchée est moindre (76%).

On peut déduire une efficacité de 10% pour la face P, et de 24% pour la face N avec le réglage effectué. Cependant ces chiffres doivent être affinés avec les corrélations en énergie.

5.3.4.2 Distribution spatiale de la collection de charges

Dans le but de compléter l'analyse précédente sur la distribution de la collection des charges sur les pistes du diffuseur, j'ai analysé la distance entre les différentes pistes collectant les charges. Cette information permet de savoir si ce sont majoritairement des pistes adjacentes qui collectent les charges ou des pistes situées à l'opposé du détecteur. Je donne la distribution des distances de collection de charges (définie en nombre de pistes d'écart) par rapport à une piste de référence. Par exemple, s'il y a une collection de charges sur la piste N4 et un dépôt d'énergie sur la piste N8, la distance sera de 4. S'il y a plus d'une autre piste collectant de l'énergie, il est intéressant d'avoir la distance moyenne des pistes à la piste de référence. Je présente donc la distribution des distances à la piste de référence et la distribution des distances moyennes à la piste de référence. Les résultats sont présentés avec les mêmes coupures que pour l'analyse de la distribution des charges collectées.

La figure 5.17 présente trois pistes N différentes : les deux pistes extrêmes de la face, c'est-à-dire N1 et N8, et la piste centrale N4. Les figures 5.17(a), 5.17(b) et 5.17(c) sont les distributions des distances des collections des charges (sans seuil en énergie) par rapport à la piste N de référence (respectivement N1, N4 et N8). Les figures 5.17(d), 5.17(e) et 5.17(f) sont les distributions des distances moyennes des collections des charges par rapport à la piste N de référence (respectivement N1, N4 et N8). La figure 5.18 est l'équivalent pour les pistes P avec les pistes P2, P4 et P7.

Il apparaît que pour les pistes N, la distance entre deux pistes touchées pour un même évènement est non négligeable avec en moyenne une distance de 3 pistes d'écart pour N1, 2 pistes d'écart pour N4 et même 5 pistes d'écart pour N8. La distance entre les pistes touchées côté P est moindre avec en moyenne une distance inférieure à 2 pistes d'écart.

Il paraît peu probable qu'une même particule dépose de l'énergie à deux positions extrêmes du silicium. Soit il y a un problème sur les seuils de coupure des signaux, soit ces évènements correspondent à deux particules incidentes distinctes déposant de l'énergie en même temps dans le silicium à deux positions extrêmes. Cette observation met en lumière le problème de reconstruction de la position d'un évènement dans le silicium s'il y a plusieurs impacts dans le silicium. Il devient difficile de résoudre la matrice de solutions générée par les différents impacts. Il est peut-être plus simple de supprimer de l'acquisition ces évènements afin de lever l'incertitude sur la véritable position d'interaction de la particule incidente. Le taux d'évènements rejetés dépendra alors de l'intensité du faisceau d'ions incidents. Le taux de comptage dans les données analysées (intensité maximale à 5×10^7 ions carbone/s) est par exemple en moyenne de 300 Hz sur N1 et de 230 Hz sur N8.

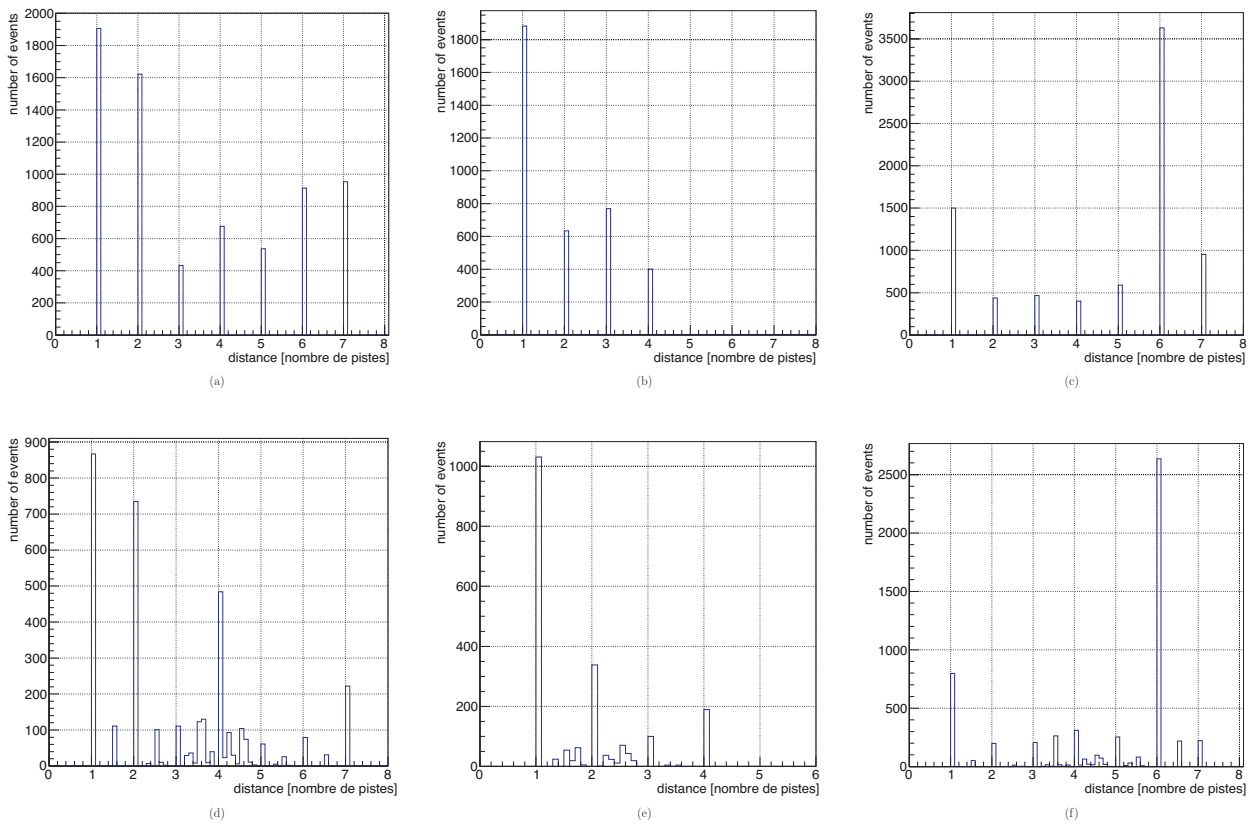


FIGURE 5.17 – Distribution de la distance des dépôts d'énergie à une piste de référence : N1 (a), N4 (b) et N8 (c). Distribution de la distance moyenne des dépôts d'énergie à une piste de référence : N1 (d), N4 (e) et N8 (f). Les distances sont données en nombre de pistes d'écart.

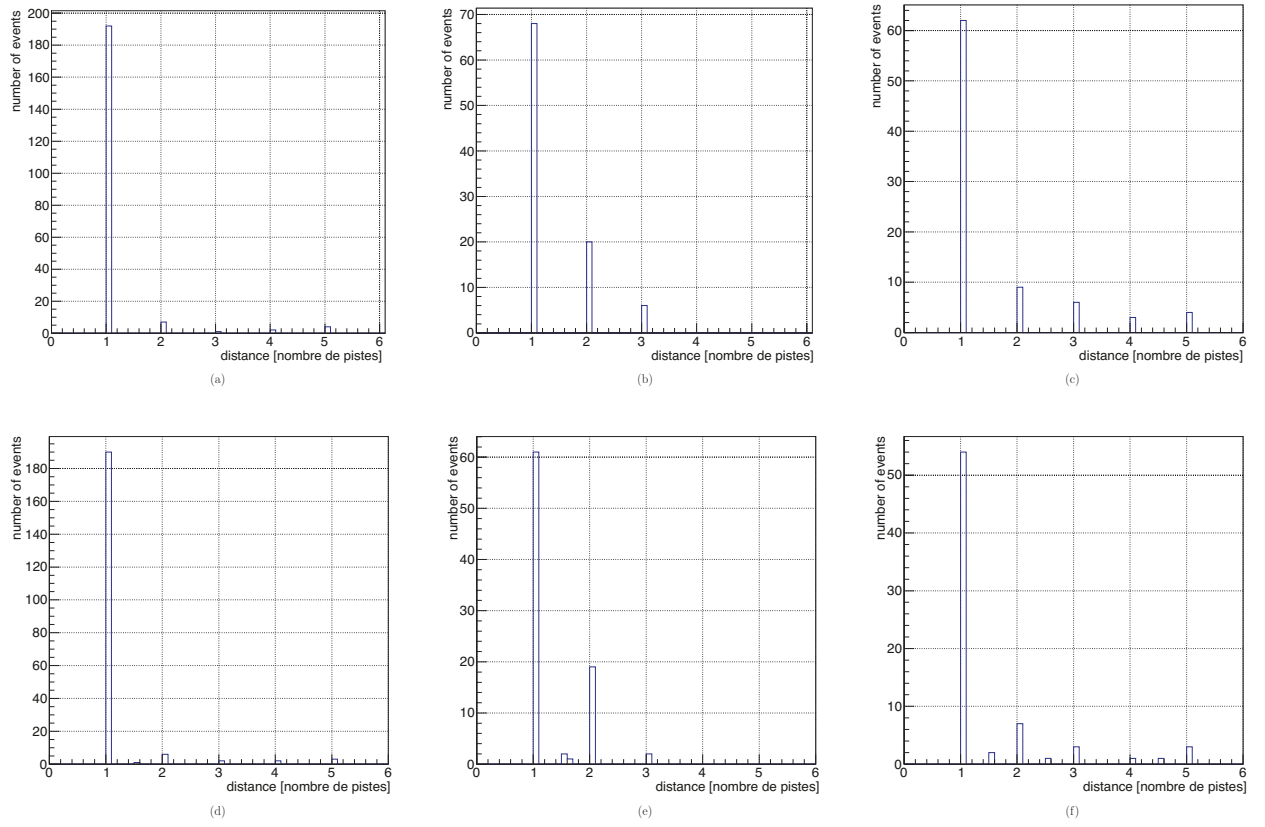


FIGURE 5.18 – Distribution de la distance des dépôts d'énergie à une piste de référence : P2 (a), P4 (b) et P7 (c). Distribution de la distance moyenne des dépôts d'énergie à une piste de référence : P2 (d), P4 (e) et P7 (f). Les distances sont données en nombre de pistes d'écart.

5.3.4.3 Étude de l'énergie déposée dans le diffuseur

L'objectif est de regarder l'énergie déposée dans le diffuseur, et plus particulièrement, le dépôt d'énergie de la somme des pistes d'une même face en fonction d'une piste individuelle. Les spectres donnés sont donc l'énergie totale d'une face (P ou N) en fonction de l'énergie collectée par une piste individuelle. L'énergie de la piste individuelle est comprise dans la somme des énergies collectées par l'ensemble des pistes de la même face. Je présente en premier lieu l'énergie collectée sur une piste en fonction de la somme des énergies collectées sur la même face du diffuseur (figures 5.19(a) et 5.19(b)). Les événements présents dans le pic gamma prompts des spectres en temps des pistes du diffuseur sont les seuls sélectionnés. On voit des événements pour lesquels l'énergie totale des pistes N est égale à l'énergie de la piste N5 (figure 5.19(a)) et l'énergie totale des pistes P est égale à l'énergie de la piste P5 (figure 5.19(b)). En accord avec les résultats présentés précédemment qui montrent qu'à plus de 95% une seule piste P est touchée par événement, il n'y a pas beaucoup d'événements hors de la droite de coefficient directeur 1 (figure 5.19(b)). Pour les pistes N, on voit aussi des droites correspondant à l'énergie totale égale à 2 fois, 3 fois, 4 fois et jusqu'à 8 fois l'énergie de la piste N5. Il s'agit visiblement de diaphonie, avec un même signal qui se répercute sur l'ensemble des pistes, ce qui n'est probablement pas physique. Afin d'éliminer les dépôts d'énergie d'une deuxième particule dans le diffuseur (hypothèse), j'ai supprimé les événements collectant des charges à plus d'une piste de la piste de référence. La figure 5.19(c) représente donc la piste N5 en fonction de la somme des pistes N5, N4 et N6. Les collections de charges ne sont représentées que si N5 et une autre piste sont touchées (nombre de pistes touchées ≥ 2). Cette coupure avec la distance supprime beaucoup d'événements. Deux autres tendances apparaissent avec des droites ayant des coefficients directeurs de 2 et 3. L'hypothèse d'une diaphonie entre les pistes semble se confirmer. Il va falloir reprendre cette étude en laboratoire avec une source collimatée afin de pouvoir scanner le diffuseur et irradier le détecteur piste par piste.

La figure 5.19(d) donne l'énergie de la piste N5 en fonction de l'énergie collectée sur les pistes P pour une multiplicité de 1 sur les pistes N. Il ne ressort aucune relation entre les deux entités. Cette observation vient sûrement du fait que le nombre de pistes P touchées en fonction d'une piste N est nul dans environ 90% des cas.

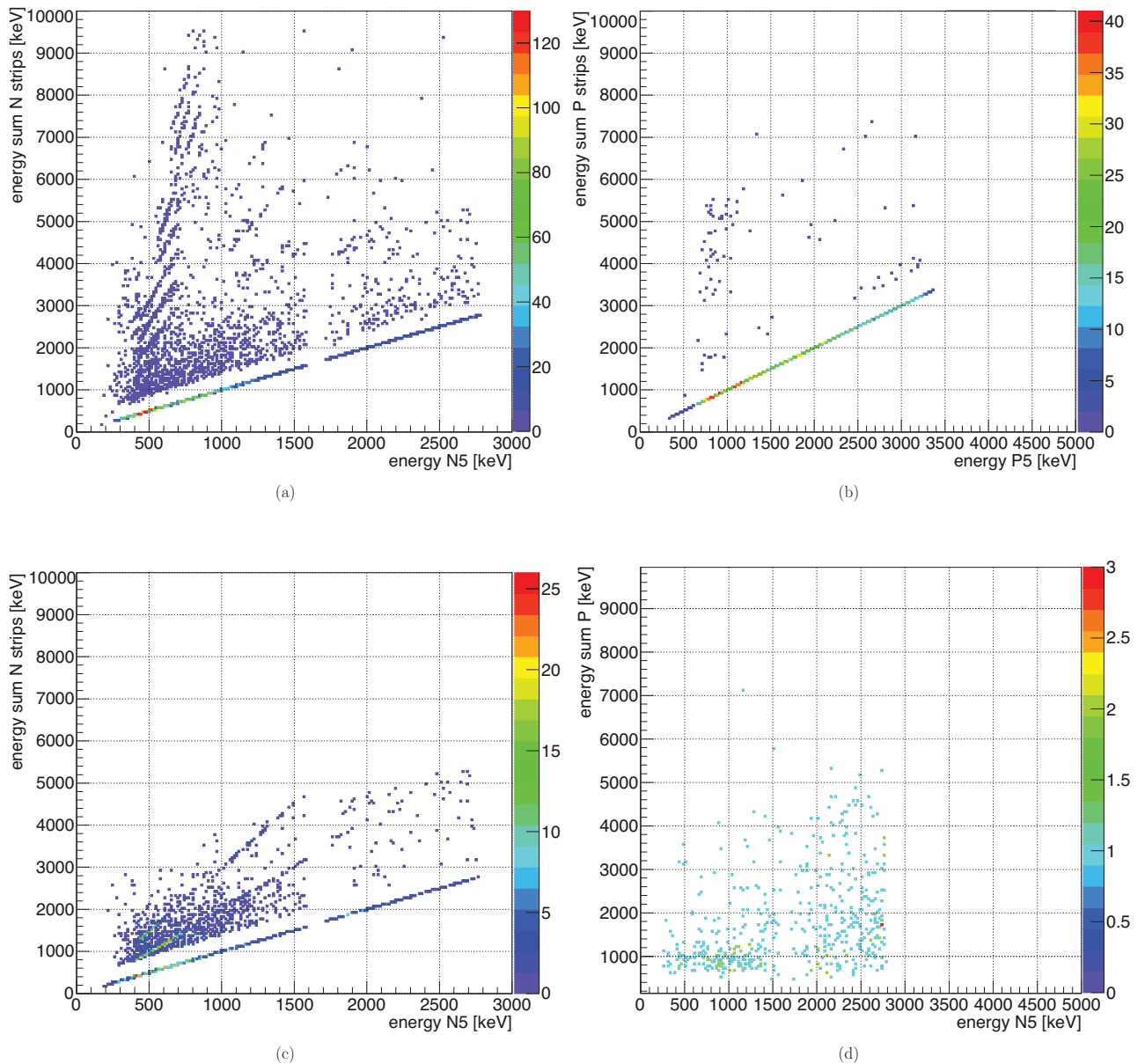


FIGURE 5.19 – Les spectres (a) et (b) représentent l'énergie déposée sur un côté du diffuseur en fonction de l'énergie collectée sur une piste, respectivement N5 et P5. La piste de référence est comprise dans la somme de l'énergie des pistes de la même face. La figure (c) donne la figure (a) en réduisant la somme des pistes N aux pistes adjacentes de la piste N5, c'est-à-dire N4 et N6. La figure (d) donne l'énergie collectée par les pistes P en fonction de l'énergie collectée par la piste N5 lorsque la multiplicité sur la piste N5 est de 1.

5.3.4.4 Étude de la relation entre le temps des pistes P et N

Les plans de détecteurs silicium ne sont pas segmentés dans leur profondeur. Il est donc impossible d'accéder directement à la profondeur d'interaction de la particule. Une possibilité pour remonter à cette information est d'utiliser le temps de collection des charges sur les deux faces du détecteur. En effet, connaissant la vitesse de propagation des électrons et des trous sous un potentiel donné, le lieu d'interaction de la particule dans le silicium peut être déterminé en mesurant la différence entre le temps de collection des trous sur le côté P et le temps de collection des électrons sur le côté N par rapport à une référence commune (la HF faisceau).

La figure 5.20(a) représente le temps mesuré pour une piste N en fonction du temps mesuré par une ou plusieurs pistes P. La figure 5.20(b) correspond à la situation inverse, c'est-à-dire qu'elle représente une piste P en fonction d'un temps mesuré sur une ou plusieurs pistes N. Ces deux figures sont obtenues avec la configuration

expérimentale 2 et une intensité maximale du faisceau d'ions. J'ai aligné les pics de gamma prompts de tous les spectres en temps afin de compenser les différences de longueur des câbles utilisés. En effet, les particules détectées arrivent en même temps sur l'ensemble des pistes du diffuseur.

Il ressort que pour les pistes N et le pic gamma prompts à 100 ns, le temps des pistes P s'étale principalement de 100 à 130 ns. Cette tendance se vérifie sur les deux figures. Pour une tension de -750 V, les trous parcourent 2 mm de silicium en 118 ns ($\mu_{trou} = 4,5 \times 10^2 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$) et les électrons en 39 ns ($\mu_{e-} = 1,5 \times 10^2 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$). La probabilité d'interaction d'un photon étant la même dans toute l'épaisseur du silicium, on s'attend à une distribution uniforme dans la différence de temps. Il est ainsi difficile de tirer des conclusions à partir de ces résultats d'autant plus qu'un problème de collection des charges est mis en avant à la section 5.3.4.1 avec seulement 10% des évènements ayant une coïncidence P et N. Il n'est également pas exclu que le détecteur ne soit pas entièrement déplété avec la tension appliquée.

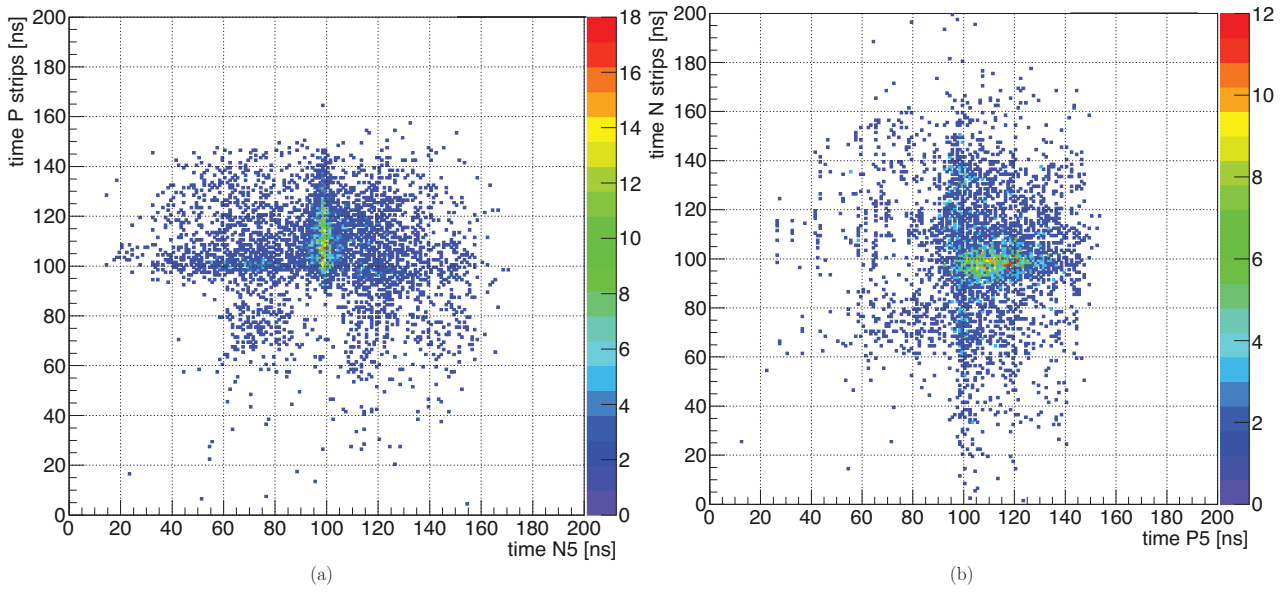


FIGURE 5.20 – Différence de temps entre la détection d'un évènement et l'extraction des ions carbone sur la piste N5 (respectivement P5) en fonction de cette différence pour une ou plusieurs pistes de la face opposée, c'est-à-dire les pistes P (respectivement les pistes N). La figure (a) correspond aux résultats pour la piste N5 et la figure (b) pour la piste P5. Les pics de gamma prompts des spectres en temps des pistes du diffuseur sont ajustés à 100 ns pour annihiler les effets des différences de longueur de câbles. Résultats pour la configuration expérimentale 2 et l'intensité du faisceau d'ions maximale.

5.3.5 Taux de comptage des détecteurs simples et en coïncidence

Les taux de comptage des détecteurs simples et en coïncidence peuvent être estimés à partir des données de l'expérience et des simulations Monte Carlo. Pour les données de l'expérience, il faut d'abord corriger le nombre d'événements enregistrés, car le système d'acquisition utilisé possède un temps mort d'acquisition. Il est donc nécessaire de prendre en compte ce temps mort afin d'estimer au plus juste les vrais taux de comptage des détecteurs lors de l'expérience. Le temps mort est calculé comme le ratio entre le nombre d'événements enregistré par l'acquisition par rapport au nombre d'événements enregistré dans les modules échelles qui ne possèdent pas de temps mort. Une fois cette correction effectuée, je soustrais le taux de comptage mesuré (pour chaque piste du diffuseur et l'absorbeur) en fin d'expérience sans le faisceau d'ions carbone (bruit de fond ambiant) aux taux de comptage mesurés pendant les différentes acquisitions avec le faisceau d'ions carbone. Enfin, j'effectue des coupures en énergie de 50 keV pour le silicium et de 200 keV pour l'absorbeur. Les coïncidences issues de l'expérience sont définies comme un dépôt d'énergie dans le diffuseur et un dépôt d'énergie dans l'absorbeur. Aucune fenêtre de coïncidence n'est appliquée.

En ce qui concerne les données issues des simulations Monte Carlo, il n'y a pas de bruit de fond à prendre en compte et les mêmes coupures en énergie sont réalisées. Les coïncidences répondent à la même définition et se font avec une fenêtre temporelle de 40 ns. Le tableau 5.4 donne les taux de comptage simples des détecteurs ainsi que les taux de coïncidences. Les taux de comptage simples correspondent aux événements présents dans le pic gamma prompts avec une coupure en énergie de 50 keV pour les pistes du détecteur silicium et de 200 keV pour le bloc de BGO. Les pistes du diffuseur n'étant pas modélisées dans la simulation, les taux de comptage seuls des pistes du diffuseur ne sont pas disponibles pour les simulations. Les résultats sont normalisés par nombre d'ions incidents et par seconde. Les résultats sont donnés pour la configuration expérimentale 2 à l'intensité maximale du faisceau.

Les taux de comptage mesurés et ceux estimés par simulation Monte Carlo sont équivalents. La différence entre les données de l'expérience et les données de la simulation est minime. Un facteur de 1,22 pour le diffuseur et un facteur de 1,13 pour l'absorbeur sont trouvés en faveur des simulations en comparaison aux mesures. Par ailleurs, plus de coïncidences ont été détectées lors de l'expérience (facteur de 0,9). Les résultats sont en concordance avec les simulations Monte Carlo. Il faut toutefois être attentif au fait que des événements parasites (signal de *reset* des pistes P, diaphonie) peuvent biaiser les taux de comptage simples des détecteurs.

TABLE 5.4 – Taux de comptage seul et en coïncidences sur le diffuseur et l'absorbeur pour la configuration expérimentale 2 à intensité maximale (5×10^7 ions carbone/s). Une coupure en énergie de 50 keV dans le diffuseur et de 200 keV dans l'absorbeur est réalisée. Les pistes du silicium ne sont pas modélisées dans la simulation.

Voie détecteur	Taux de comptage coups.ions carbone ⁻¹	Simulation coups.ions carbone ⁻¹
N1	$7,9 \times 10^{-7}$	/
N2	$8,6 \times 10^{-7}$	/
N3	$7,1 \times 10^{-7}$	/
N4	$7,0 \times 10^{-7}$	/
N5	$7,6 \times 10^{-7}$	/
N6	$7,4 \times 10^{-7}$	/
N7	$8,6 \times 10^{-7}$	/
N8	$1,3 \times 10^{-6}$	/
P2	$3,5 \times 10^{-7}$	/
P3	$3,5 \times 10^{-7}$	/
P4	$3,0 \times 10^{-7}$	/
P5	$2,7 \times 10^{-7}$	/
P6	$3,7 \times 10^{-7}$	/
P7	$3,1 \times 10^{-7}$	/
P8	$6,0 \times 10^{-7}$	/
OU pistes N	$4,1 \times 10^{-6}$	/
OU pistes P	$1,6 \times 10^{-6}$	/
OU silicium	$4,7 \times 10^{-6}$	$5,8 \times 10^{-6}$
Absorbeur	$8,5 \times 10^{-5}$	$7,6 \times 10^{-5}$
Coïncidences	$3,9 \times 10^{-9}$	$3,8 \times 10^{-10}$

5.4 Conclusion

Le test d'un prototype sur un faisceau d'ions est toujours une étape importante pour valider sa viabilité clinique et tirer des enseignements pour l'améliorer. Cette expérience au GANIL a été l'occasion de tester un petit prototype de caméra Compton (un bloc absorbeur et un petit plan de détecteur silicium) sur un faisceau d'ions carbone de 95 MeV/n avec une intensité comparable à un traitement clinique. C'est la première fois qu'il a été possible de lire en même temps 15 pistes du plan de silicium grâce à l'utilisation d'une électronique intégrée (deux ASIC) développée à l'IPNL pour le prototype final de la caméra Compton. Le premier enseignement de l'expérience a été l'impact que peut avoir le signal de *reset* utilisé pour mettre à zéro l'amplificateur de charge de la version finale de l'ASIC. Ce signal envoie des charges dans le silicium et ces charges sont collectées sur les deux faces du détecteur à une fréquence de 10 kHz. Ce signal de *reset* va être généré de manière synchrone sur les 128 pistes du plan diffuseur du prototype final. Il faudrait supprimer les signaux parasites directement dans le FPGA (*Field-Programmable Gate Arrays*) pour ne pas polluer les données physiques. Une autre remarque sur l'utilisation de la version finale de l'ASIC est qu'il est pilotable par un programme Labview grâce à une carte I2C (*Inter-Integrated Circuit*). Cette carte I2C a montré une sensibilité aux fréquences émises par la haute tension appliquée à un détecteur scintillateur utilisé dans une autre expérience, mais présent dans la même salle d'expérience.

Concernant les performances intrinsèques des détecteurs, les résolutions en énergie des détecteurs sont moins bonnes qu'attendu. En effet, la résolution en énergie est en moyenne de 10 keV (FWHM) sur les pistes N du diffuseur alors qu'une résolution de 1 keV (FWHM) est souhaitée. Cette résolution va être améliorée en utilisant la version finale de l'ASIC développée (qui optimise le bruit électronique d'un facteur trois) et les détecteurs pourront être refroidis jusqu'à -20°C pour diminuer encore le courant de fuite de chaque piste. La résolution de l'absorbeur est un peu élevée (32,5% à 661 keV) alors qu'en laboratoire il a été mesuré à 17% à 511 keV. Par contre, la résolution temporelle des détecteurs est meilleure qu'attendu. Des résolutions temporelles de 7 ns sur les pistes N et de 4 ns sur les pistes P sont atteintes. Cette résolution devrait encore être améliorée pour les pistes N en utilisant la version finale de l'ASIC, car les électrons ayant une vitesse de propagation dans le silicium supérieure aux trous (pistes P), la résolution temporelle est meilleure.

Les résultats de l'analyse des données des 15 voies du détecteur silicium sont à prendre avec précautions au vu des supposés problèmes de réglage des seuils en énergie sur les pistes. Ces résultats ne sont qu'une première analyse et une étude en laboratoire plus affinée devra être réalisée pour approfondir ces résultats. Le premier résultat concerne la distribution des charges collectées sur les pistes d'un même côté du diffuseur. Le constat est que les charges sont majoritairement collectées sur une piste que cela soit du côté P ou N (dans 65 % en moyenne côté N et 96% côté P). Dans 30% des cas pour les pistes N, il sera possible de réaliser une reconstruction barycentrique de la position d'interaction et ainsi gagner en précision sur la position d'interaction de la particule. La collection des trous sur le côté P est très concentrée sur une seule piste. Deuxièmement, il y a un fort taux de collection de charges sur une face du diffuseur qui ne correspond pas à une collecte de charges sur la face opposée. Dans plus de 90% des cas, il n'y a pas de collection de charges sur une piste P alors qu'il y a une collection de charges sur une piste N. Sachant que la même charge est créée en électrons et en trous lors du passage d'une particule, cette situation ne devrait jamais arriver. Le même constat est fait pour l'autre face du diffuseur même si, dans ce cas-là, le nombre de pistes N non touchées est moindre (76%). On peut traduire cela en termes d'efficacité sur chaque face : 10% face P, 24% face N. Attention toutefois à enlever les événements supposés de bruit de fond (fortes multiplicités) qui ne sont pas sensés donner un signal P et N. Cela améliorera l'efficacité.

Une autre analyse montre que la distance entre deux pistes touchées N pour un même événement est non négligeable allant de 1,8 mm à 4,7 mm en moyenne. Ces événements éloignés sont probablement dus à du bruit. Cette distance moyenne est réduite pour les pistes P avec en moyenne une distance de 1,5 mm. Si ces événements distants de quelques millimètres ne sont pas dus à deux particules distinctes (très peu probable), il y a un problème de bruit parasite entre les pistes du diffuseur. Dans l'hypothèse où deux particules incidentes distinctes interagissent dans le diffuseur en même temps, il est difficile de les dissocier dans l'analyse des données et donc de retrouver les positions d'interaction des particules dans le diffuseur. Une étude en laboratoire avec une source collimatée sur une seule piste du détecteur permettra de répondre à la question.

L'analyse des dépôts d'énergie dans le diffuseur met en lumière les observations faites précédemment. Il y a une multiplicité du côté des pistes N dans plus de 40% des cas avec des dépôts d'énergie non négligeables sur plusieurs pistes. *A contrario*, les pistes P ont peu d'événements hors de la droite de coefficient directeur 1 (multiplicité de 1). N'ayant que peu d'événements sur les pistes P et N simultanément, aucune relation claire n'est mise à jour dans l'analyse entre les collections de charges sur les côtés P et N. Cette relation devra être vérifiée par de nouvelles mesures afin de valider le bon fonctionnement physique des détecteurs silicium.

La dernière analyse des pistes du silicium montre qu'il est difficile d'aboutir à une relation entre les temps de collection des charges pour les pistes P et N en coïncidences avec les données acquises. En effet, le taux de coïncidence entre les deux faces d'à peine 10% ce qui laisse penser à un problème dans l'acquisition. Pour finir, les taux de comptage des détecteurs ont été estimés et comparés à ceux calculés par simulation Monte Carlo Geant4. Les résultats sont en adéquation avec des différences dues aux conditions expérimentales (réglage des seuils en énergie, bruit de fond) et la détection de bruits parasites sur le diffuseur (diaphonie et le signal de *reset* des pistes P).

Les résultats de cette expérience sont donc riches en enseignements, mais à pondérer d'incertitudes dans certains résultats. Il va falloir dans un premier temps réaliser des mesures en laboratoire avec des sources radioactives pour confirmer ces résultats. Dans un deuxième temps, il faudra faire des mesures en laboratoire avec un plan de détecteur silicium final et la chaîne électronique associée. Ces mesures devraient engendrer un travail important de compréhension du fonctionnement du détecteur silicium et de son électronique. Ces mesures vont pouvoir commencer fin 2015 grâce à la finalisation de l'électronique de lecture du diffuseur.

Conclusion

Le premier objectif de mon travail de thèse était d'approfondir l'étude des performances de la caméra Compton pour le contrôle en ligne en hadronthérapie et d'explorer la possibilité d'une application en imagerie nucléaire en utilisant des simulations Monte Carlo. Le deuxième objectif était de travailler sur le développement instrumental du prototype en cours. Cette deuxième partie a été moins importante que prévu au regard des retards pris dans le développement de l'électronique de lecture. Le développement d'une nouvelle électronique est toujours chronophage surtout lorsque le cahier des charges est exigeant.

La première étude Monte Carlo a permis de conclure que la caméra Compton ne pourrait pas fonctionner avec une intensité clinique que cela soit avec un faisceau de protons ou un faisceau d'ions carbone. Le taux de coïncidences fortuites détectées par la caméra est en effet de 99 % pour des intensités cliniques avec les accélérateurs suivants modélisés : un cyclotron C230 de IBA et le synchrotron Siemens installé à HIT. La solution proposée pour éliminer les coïncidences fortuites est de réduire l'intensité du faisceau jusqu'à obtenir un ion en moyenne par paquet. Pour ne pas allonger outre mesure le temps de traitement, la réduction de l'intensité du faisceau pourrait être effectuée pour les spots distaux du traitement de la tumeur avant de repasser en intensité maximale. Le contrôle du parcours pour les ions carbone paraît difficilement réalisable avec la caméra Compton, car le taux de particules secondaires détectées hors gammas prompts dégrade la reconstruction des vertex d'émission. La chute du taux d'émission des gammas prompts correspondant à la fin du parcours des ions carbone n'est pas observable. Dans le cas des protons, le contrôle du parcours des ions est possible à l'échelle d'un spot. Le meilleur contraste au niveau du *falloff* est obtenu pour une reconstruction des vertex d'émission avec une méthode itérative et un algorithme LM-MLEM. Pour réaliser un contrôle en ligne pour un spot, une amélioration du temps de calcul de l'algorithme est cependant nécessaire. Des améliorations de l'algorithme actuellement utilisé sont par ailleurs encouragées pour prendre en compte les résolutions spatiales des détecteurs et l'information apportée par un hodoscope, résoudre le problème de cristallisation d'une source linéaire. L'utilisation d'un autre algorithme développé dans le cadre du projet ENVISION est également envisageable [Schone et al., 2010, Gillam et al., 2011]. La caméra Compton peut atteindre une précision de 5 mm sur le parcours des protons pour une statistique de 10^8 protons incidents. Il faut avoir une statistique de 2×10^9 protons incidents pour avoir une précision de 1 mm. Les études présentées ont été réalisées pour une cible en PMMA homogène. Il va à présent falloir estimer les performances de la caméra Compton avec des cibles hétérogènes pour se rapprocher de conditions plus réalistes. La plupart des caméras Compton développées en ce moment dans le monde pour le contrôle du parcours des ions en hadronthérapie sont en cours de construction. Il est donc difficile de comparer les performances de ces caméras en conditions cliniques. Les simulations et certaines premières mesures effectuées permettent de dire que les performances de notre prototype sont dans la moyenne pour la résolution spatiale (8 mm (FWHM)) mais il possède une meilleure efficacité de détection à cause de sa taille clinique. Par rapport à d'autres techniques comme le *prompt-gamma timing* ou les caméras collimatées (*multislit* ou *knife edge*), la caméra Compton n'est pas capable de réaliser un contrôle du parcours des ions à l'échelle millimétrique pour un *pencil beam* comme les autres techniques ([Min et al., 2012, Pinto et al., 2014]). L'étude des performances de la caméra Compton pour une application en imagerie nucléaire montre tout d'abord qu'il n'est pas possible d'utiliser notre prototype pour réaliser un examen de scintigraphie avec les radiopharmaceutiques utilisés actuellement en routine clinique. Les radioisotopes associés (Tc-99m, Tl-201, I-123) émettent en effet des photons monoénergétiques de 140 keV à 364 keV. Pour ces basses énergies, la résolution angulaire de la caméra Compton est élevée à cause de l'effet Doppler et de l'influence du bruit électronique (ENC) de la chaîne d'acquisition du diffuseur. Il apparaît que le diffuseur est le détecteur sensible, car l'énergie déposée dans l'absorbeur n'est pas prise en compte pour le calcul de l'angle de diffusion Compton. L'influence de l'effet Doppler et de l'ENC sont négligeables lorsque l'énergie des photons incidents dépasse 1 MeV. La résolution spatiale de l'absorbeur et la profondeur d'interaction du photon diffusé dans l'absorbeur sont alors les sources de dégradation de la résolution angulaire. La solution immédiate pour contrebalancer ces effets est d'éloigner l'absorbeur du diffuseur pour minimiser l'effet de cette incertitude sur la position de l'interaction dans l'absorbeur. L'utilisation de la caméra Compton semble être conditionnée par le développement de nouveaux radiopharmaceutiques associés à des radioisotopes d'énergie d'au moins 1 MeV. Certains radioisotopes pourraient être utilisés comme le Sc-44 émettant des photons à 1,157 MeV. La mise en oeuvre d'un nouveau radiopharmaceutique est cependant longue et plusieurs années peuvent s'écouler avant une mise sur le marché. Par ailleurs, ces premières

simulations se sont focalisées sur les performances de la caméra dans des conditions idéales et des simulations doivent à présent être réalisées pour tester les performances dans des cas plus réalistes (fantôme en PMMA, plusieurs sources ponctuelles). L'utilisation de deux caméras Compton ou une utilisation tomographique d'une caméra peuvent être envisagées pour améliorer la reconstruction en 3D de la position de la source.

Différentes expériences ont été réalisées sur faisceau durant ma thèse avec un démonstrateur de caméra Compton. La dernière expérience réalisée au GANIL à Caen avec des ions carbone de 95 MeV/n a permis de tester l'électronique de lecture du diffuseur, d'étudier les dépôts d'énergie dans un plan de diffuseur silicium et de vérifier les taux de comptage sur les détecteurs. Les ASIC utilisés fonctionnent bien même si leurs performances peuvent être améliorées avec l'utilisation d'une électronique d'acquisition adaptée à la mesure d'événements physiques hors d'un banc de test. L'analyse des dépôts d'énergie dans le plan de détecteur silicium, rendue possible par la lecture de l'ensemble des pistes, a mis en avant des résultats pas encore bien compris. Le réglage des seuils des comparateurs et le bruit ambiant pourraient expliquer ces résultats. Cette analyse n'étant pas le but initial de l'expérience, elle sera effectuée en laboratoire avec une source ponctuelle pour enlever toute source de bruit parasite. Les taux de comptage mesurés lors de l'expérience correspondent bien à ceux trouvés par simulations Monte Carlo aux incertitudes de modélisation près.

Les développements mécaniques et électroniques du prototype de caméra Compton arrivent à leurs termes. Concernant le diffuseur, une première carte d'acquisition DAQ est en cours de test et une deuxième version devrait être envoyée en fabrication en fin d'année 2015. L'ASIC final est en cours de test avec la carte DAQ et les premières caractérisations de l'ASIC sont conformes aux attentes. Les plans de détecteurs silicium sont en cours de montage pour leur configuration d'utilisation normale. Une mesure des courants de fuite automatisée de l'ensemble des pistes des détecteurs en fonction de la température a été effectuée. Les détecteurs se comportent comme attendu et les résultats concordent avec les mesures réalisées par le fournisseur. Deux des sept détecteurs montrent cependant un comportement différent. Le problème sur ces détecteurs n'a pas encore été résolu et des analyses supplémentaires sont en cours. La caractérisation des plans de détecteurs silicium avec une source ponctuelle et avec la première version de la carte DAQ ainsi qu'un dispositif temporaire d'acquisition des données devrait être mis en place pour fin décembre 2015. L'absorbeur est quant à lui en cours d'assemblage au LPC Clermont-Ferrand. Un important travail de réappariement des photomultiplicateurs de chaque bloc BGO a été effectué pour améliorer l'homogénéisation de l'amplification du signal. De nouvelles cartes pont diviseur et de nouvelles cartes d'acquisition ont été développées et sont en cours de tests et de réglages. La structure mécanique permettant de maintenir l'ensemble des 96 blocs ensemble est en cours de fabrication. L'absorbeur devrait être livré courant 2016 à l'IPNL pour les premiers tests avec le diffuseur. L'hodoscope a été monté et un travail de calibration de PM multianodes sur un banc de test est en cours à l'IPNL. La version finale de la carte DAQ, ainsi que sa structure mécanique sont en cours de fabrication. Une table de positionnement et un système d'axe de positionnement ont été achetés pour répondre aux besoins de positionnement de la caméra Compton. Un travail a été entrepris entre les différents laboratoires impliqués dans le projet pour définir les formats de données transitant entre les différents détecteurs et le PC d'acquisition. Il reste un travail important concernant l'implémentation du code permettant le traitement des données et la gestion de l'envoi et la réception des données, que cela soit dans les cartes DAQ des détecteurs, au niveau du μ -TCA ou du PC d'acquisition.

La phase d'investissement dédiée à l'achat des détecteurs, de l'électronique, des supports mécaniques et du système d'acquisition est à présent finie. L'étape de montage et de test de ces éléments est en cours. C'est pourquoi, il reste une charge de travail importante sur l'année qui vient pour finaliser le développement de ce prototype avant de pouvoir pleinement caractériser la caméra Compton en laboratoire et sur faisceaux cliniques d'ions. La collaboration entre les trois laboratoires impliqués reste primordiale jusqu'à la fin des développements pour une réussite du projet. Malgré des simulations Monte Carlo encourageantes sur le potentiel de cette caméra, il est important de pouvoir tester le prototype dans des conditions cliniques le plus tôt possible. Des centres cliniques comme HIT ou CNAO, ou bien une ligne d'expérimentation comme *proton beamline* à Nice pourront accueillir le prototype de caméra Compton lorsqu'il sera opérationnel.

Bibliographie

- [Abellan et al., 2013] Abellan, C., Cachemiche, J.-P., Rethore, F., and Morel, C. (2013). A data acquisition system for medical imaging. In *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), 2013 3rd International Conference on*, pages 1–7. Cité section 4.5
- [Alnaaimi et al., 2011] Alnaaimi, M. A., Royle, G. J., Ghoggali, W., Banoqitah, E., Cullum, I., and Speller, R. D. (2011). Performance evaluation of a pixellated Ge Compton camera. *Physics in Medicine and Biology*, 56(12) :3473–3486. Cité section ??
- [Andreo, 2009] Andreo, P. (2009). On the clinical spatial resolution achievable with protons and heavier charged particle radiotherapy beams. *Physics in Medicine and Biology*, 54(11) :N205–N215. Cité section 1.1.2.3
- [Assmann et al., 2015] Assmann, W., Kellnberger, S., Reinhardt, S., Lehrack, S., Edlich, A., Thirolf, P. G., Moser, M., Dollinger, G., Omar, M., Ntziachristos, V., and Parodi, K. (2015). Ionoacoustic characterization of the proton Bragg peak with submillimeter accuracy. *Medical Physics*, 42(2) :567–574. Cité section 1.1.3
- [Basko et al., 1998] Basko, R., Zeng, G. L., and Gullberg, G. T. (1998). Application of spherical harmonics to image reconstruction for the Compton camera. *Physics in Medicine and Biology*, 43(4) :887. Cité section 1.1.3.2.3
- [Bethe, 1930] Bethe, H. (1930). Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397 :325–400. Cité section 1.1.1.1
- [Beuve et al., 2009] Beuve, M., Colliaux, A., Dabli, D., Dauvergne, D., Gervais, B., Montarou, G., and Testa, E. (2009). Statistical effects of dose deposition in track-structure modelling of radiobiology efficiency. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 267(6) :983–988. Cité section 1.1.1.2
- [Bocher et al., 2010] Bocher, M., Blevis, I. M., Tsukerman, L., Shrem, Y., Kovalski, G., and Volokh, L. (2010). A fast cardiac gamma camera with dynamic SPECT capabilities : design, system validation and future potential. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 37(10) :1887–1902. Cité section 1.2.2.2
- [Bom et al., 2012] Bom, V., Joulaeizadeh, L., and Beekman, F. (2012). Real-time prompt Îš monitoring in spot-scanning proton therapy using imaging through a knife-edge-shaped slit. *Physics in Medicine and Biology*, 57(2) :297–308. Cité dans les sections 1.1.3.2.1 et 2.3.6
- [Burr et al., 2005] Burr, K., Ivan, A., Wang, G.-C., LeBlanc, J., McClish, M., Farrell, R., and Shah, K. (2005). Design of high resolution PET detectors using avalanche photodiodes. In *2005 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 5, pages 2794–2798. Cité section 3.3.5.1
- [C. E. Ordóñez, 1997] C. E. Ordóñez, A. B. (1997). Doppler broadening of energy spectra in Compton cameras. *IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference*, 2 :1361 – 1365 vol.2. Cité section 3.3.1.1
- [CalderÃşn et al., 2014] CalderÃşn, Y., Chmeissani, M., Kolstein, M., and De Lorenzo, G. (2014). Evaluation of Compton gamma camera prototype based on pixelated CdTe detectors. *Journal of instrumentation : an IOP and SISSA journal*, 9(6). Cité section ??
- [Cambraia Lopes et al., 2015] Cambraia Lopes, P., Clementel, E., Crespo, P., Henrotin, S., Huizenga, J., Janssens, G., Parodi, K., Prieels, D., Roellinghoff, F., Smeets, J., Stichelbaut, F., and Schaart, D. R. (2015). Time-resolved imaging of prompt-gamma rays for proton range verification using a knife-edge slit camera based on digital photon counters. *Physics in Medicine and Biology*, 60(15) :6063–6085. Cité section 1.1.3.2.1
- [Carabe et al., 2013] Carabe, A., EspaÃşa, S., Grassberger, C., and Paganetti, H. (2013). Clinical consequences of relative biological effectiveness variations in proton radiotherapy of the prostate, brain and liver. *Physics in Medicine and Biology*, 58(7) :2103–2117. Cité section 1.1.1.2
- [Case et al., 2010] Case, R. B., Moseley, D. J., Sonke, J. J., Eccles, C. L., Dinniwell, R. E., Kim, J., Bezjak, A., Milosevic, M., Brock, K. K., and Dawson, L. A. (2010). Interfraction and intrafraction changes in amplitude of breathing motion in stereotactic liver radiotherapy. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 77(3) :918–925. Cité section 1.1.2.1
- [Chan Hyeong Kim, 2012] Chan Hyeong Kim, J. H. P. (2012). Gamma electron vertex imaging and application to beam range verification in proton therapy ; [Med. Phys. 39(2), 1001-1005 (2012)]. *Medical physics*, 39(10) :6523–4. Cité section ??

- [Cirrone et al., 2011] Cirrone, G. P., Cuttone, G., Mazzaglia, S. E., Romano, F., Sardina, D., Agodi, C., Attili, A., Blancato, A. A., De Napoli, M., Di Rosa, F., and others (2011). Hadrontherapy : a Geant4-based tool for proton/ion-therapy studies. *Prog. Nucl. Sci. Technol.*, 2 :207–212. *Cité section 2.2.2*
- [Combs et al., 2012] Combs, S. E., Bauer, J., Unholtz, D., Kurz, C., Welzel, T., Habermehl, D., Haberer, T., Debus, J., and Parodi, K. (2012). Monitoring of patients treated with particle therapy using positron-emission-tomography (PET) : the MIRANDA study. *BMC cancer*, 12 :133. *Cité section 1.1.3.1*
- [Cree and Bones, 1994] Cree, M. and Bones, P. (1994). Towards direct reconstruction from a gamma camera based on Compton scattering. *Medical Imaging, IEEE Transactions on*, 13(2) :398–407. *Cité section 1.1.3.2.3*
- [Dauvergne et al., 2015] Dauvergne, D., Freud, N., Krimmer, J., L'Ãtang, J. M., and Testa, E. (2015). *Prompt-Gamma Monitoring of Proton- and Carbon-Therapy. Combined Development of Time-of-Flight Collimated- and Compton-Cameras*, volume 127. *Cité section ??*
- [Dedes et al., 2014] Dedes, G., Pinto, M., Dauvergne, D., Freud, N., Krimmer, J., L'Ãtang, J. M., Ray, C., and Testa, E. (2014). Assessment and improvements of Geant4 hadronic models in the context of prompt-gamma hadrontherapy monitoring. *Physics in Medicine and Biology*, 59(7) :1747–1772. *Cité dans les sections 1.1.3, 1.6, 2.2.2, et 5.4*
- [Deng et al., 2013] Deng, S., Dauvergne, D., Lu, G.-N., Mathez, H., and Zoccarato, Y. (2013). Very fast front end ASIC associated with multi-anode PMTs for a scintillating-fibre beam hodoscope. *Journal of Instrumentation*, 8(01) :C01047. *Cité section 4.2.2.1*
- [Enghardt et al., 2004] Enghardt, W., Crespo, P., Fiedler, F., Hinz, R., Parodi, K., Pawelke, J., and PÃnisch, F. (2004). Charged hadron tumour therapy monitoring by means of PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 525(1âĀ2) :284–288. *Cité section 1.1.3.1*
- [F Roellinghoff, 2014] F Roellinghoff, A. B. (2014). Real-time proton beam range monitoring by means of prompt-gamma detection with a collimated camera. *Physics in medicine and biology*, 59(5) :1327–38. *Cité dans les sections 2.2.4.2 et 2.3.5.2*
- [F. Roellinghoff, 2011] F. Roellinghoff, M.-H. R. (2011). Design of a Compton camera for 3d prompt-Îs imaging during ion beam therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 648. *Cité section 4*
- [Fernando Hueso-Gonzalez, 2015] Fernando Hueso-Gonzalez, W. E. (2015). First test of the prompt gamma ray timing method with heterogeneous targets at a clinical proton therapy facility. *Physics in medicine and biology*, 60(16) :6247–6272. *Cité section 1.1.3.2.2*
- [Fokdal et al., 2004] Fokdal, L., HonorÃ, H., HÃyyer, M., Meldgaard, P., Fode, K., and von der Maase, H. (2004). Impact of changes in bladder and rectal filling volume on organ motion and dose distribution of the bladder in radiotherapy for urinary bladder cancer. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 59(2) :436–444. *Cité section 1.1.2.1*
- [G. Janssens, 2015] G. Janssens, J. S. (2015). PD-0378 : Proton range assessment using prompt gamma monitoring of realistic pencil beam scanning treatments. *Radiotherapy and Oncology*, 115 :S180–S181. *Cité section 1.1.3.2.1*
- [Gerweck and Kozin, 1999] Gerweck, L. E. and Kozin, S. V. (1999). Relative biological effectiveness of proton beams in clinical therapy. *Radiotherapy and Oncology*, 50(2) :135–142. *Cité section 1.1.1.2*
- [Gillam et al., 2011] Gillam, J. E., Lacasta, C., Torres-Espallardo, I., Candela Juan, C., LlosÃ, G., Solevi, P., Barrio, J., and Rafecas, M. (2011). A Compton imaging algorithm for on-line monitoring in hadron therapy. volume 7961, pages 79611O–79611O–8. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et 5.4*
- [Golnik et al., 2014] Golnik, C., Hueso-GonzÃlez, F., MÃijller, A., Dendooven, P., Enghardt, W., Fiedler, F., Kormoll, T., Roemer, K., Petzoldt, J., Wagner, A., and Pausch, G. (2014). Range assessment in particle therapy based on prompt Îs-ray timing measurements. *Physics in Medicine and Biology*, 59(18) :5399–5422. *Cité dans les sections 1.1.3.2.2, 1.11, et 5.4*
- [Grignon et al., 2007] Grignon, C., Barbet, J., BardiÃs, M., Carlier, T., Chatal, J. F., Couturier, O., Cussonneau, J. P., Faivre, A., Ferrer, L., Girault, S., Haruyama, T., Le Ray, P., Luquin, L., Lupone, S., MÃitvier, V., Morteau, E., Servagent, N., and Thers, D. (2007). Nuclear medical imaging using Îs+Îs coincidences from 44sc radio-nuclide with liquid xenon as detection medium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

- Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 571(1&A2) :142–145.
Cité section 1.2.2.1
- [Gwosch et al., 2013] Gwosch, K., Hartmann, B., Jakubek, J., Granja, C., Soukup, P., JÄckel, O., and MartiÄnkovÄ, M. (2013). Non-invasive monitoring of therapeutic carbon ion beams in a homogeneous phantom by tracking of secondary ions. *Physics in Medicine and Biology*, 58(11) :3755. Cité section 1.1.3
- [Hall, 2000] Hall, E. J. (2000). *Radiobiology for the Radiologist*. Lippincott Williams & Wilkins.
Cité dans les sections 1.1.1.2 et 1.1.1.3
- [Hawkins, 1998] Hawkins, R. B. (1998). A microdosimetric-kinetic theory of the dependence of the RBE for cell death on LET. *Medical Physics*, 25(7 Pt 1) :1157–1170. Cité section 1.1.1.2
- [Heilbronn et al., 2004] Heilbronn, L., Iwata, Y., and Iwase, H. (2004). Off-line correction for excessive constant-fraction-discriminator walk in neutron time-of-flight experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 522(3) :495–503.
Cité section 5.2.5
- [Helo et al., 2014] Helo, Y., Kacperek, A., Rosenberg, I., Royle, G., and Gibson, A. P. (2014). The physics of Cerenkov light production during proton therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 59(23) :7107.
Cité section 1.1.3
- [Hilaire et al., 2014] Hilaire, E., Robert, C., Lojacono, X., Sarrut, D., Buvat, I., Peyrin, F., and Maxim, V. (2014). Compton imaging in proton therapy : reconstructed image of the simulated prompt- γ distribution. In *ICTR-PHE 2014*, page S43, Geneva, Switzerland.
Cité section 1.1.3.2.3
- [Hirasawa and Tomitani, 2003] Hirasawa, M. and Tomitani, T. (2003). An analytical image reconstruction algorithm to compensate for scattering angle broadening in Compton cameras. *Physics in Medicine and Biology*, 48(8) :1009.
Cité section 1.1.3.2.3
- [Hsi et al., 2009] Hsi, W. C., Indelicato, D. J., Vargas, C., Duvvuri, S., Li, Z., and Palta, J. (2009). In vivo verification of proton beam path by using post-treatment PET/CT imaging. *Medical Physics*, 36(9) :4136–4146.
Cité section 1.1.3.1
- [Hui et al., 2008] Hui, Z., Zhang, X., Starkschall, G., Li, Y., Mohan, R., Komaki, R., Cox, J. D., and Chang, J. Y. (2008). EFFECTS OF INTERFRACTIONAL MOTION AND ANATOMIC CHANGES ON PROTON THERAPY DOSE DISTRIBUTION IN LUNG CANCER. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 72(5) :1385–1395.
Cité section 1.1.2.1
- [I Perali, 2014] I Perali, A. C. (2014). Prompt gamma imaging of proton pencil beams at clinical dose rate. *Physics in Medicine and Biology*, 59(19) :5849.
Cité section 1.1.3.2.1
- [ICRU, 1979] ICRU (1979). Quantitative Concepts and Dosimetry in Radiobiology. Report 30.
Cité section 1.1.1.2
- [Ida et al., 2000] Ida, T., Ando, M., and Toraya, H. (2000). Extended pseudo-Voigt function for approximating the Voigt profile. *Journal of Applied Crystallography*, 33(6) :1311–1316.
Cité section 3.2.2.2
- [Iniewski, 2010] Iniewski, K. (2010). *Electronics for Radiation Detection*. CRC Press.
Cité section 5.2.5
- [Iseki et al., 2003] Iseki, Y., Mizuno, H., Futami, Y., Tomitani, T., Kanai, T., Kanazawa, M., Kitagawa, A., Murakami, T., Nishio, T., Suda, M., Urakabe, E., Yunoki, A., and Sakai, H. (2003). Positron camera for range verification of heavy-ion radiotherapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 515(3) :840–849. Cité section 1.1.3.1
- [J. P. Cachemiche, 2012] J. P. Cachemiche, P. Y. D. (2012). xTCA developments in Marseille for the LHCb Readout.
Cité section 4.5
- [Jiang et al., 2007] Jiang, H., Seco, J., and Paganetti, H. (2007). Effects of Hounsfield number conversion on CT based proton Monte Carlo dose calculations. *Medical Physics*, 34(4) :1439–1449. Cité section 1.1.2.2
- [K. C. Burr, 2004] K. C. Burr, A. I. (2004). Depth-of-interaction-encoding high-resolution PET detector with sub-nanosecond timing. *Filtration & Separation - FILTR SEP*, 6 :3880 – 3884 Vol. 6. Cité section 3.3.5.1
- [K. Parodi, 2004] K. Parodi, S. (2004). On the feasibility of dose quantification with in-beam PET data in radiotherapy with ^{12}C and proton beams. *On the feasibility of dose quantification with in-beam PET data in radiotherapy with ^{12}C and proton beams*, page 9.
Cité section 1.1.3.1

- [Kabuki et al., 2010] Kabuki, S., Kimura, H., Amano, H., Nakamoto, Y., Kubo, H., Miuchi, K., Kurosawa, S., Takahashi, M., Kawashima, H., Ueda, M., Okada, T., Ogawa, K., Togashi, K., Saji, H., and Tanimori, T. (2010). Imaging study of a phantom and small animal with a two-head electron-tracking Compton gamma-ray camera. In *2010 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, pages 2844–2847. Cité section ??
- [Kjellberg R.N. and A.M., 1962] Kjellberg R.N., Sweet W.H., P. W. and A.M., K. (1962). Particle NewsLetter #17 ~ Harvard Cyclotron Laboratory. Cité section (document)
- [Knopf et al., 2008] Knopf, A., Parodi, K., Paganetti, H., Cascio, E., Bonab, A., and Bortfeld, T. (2008). Quantitative assessment of the physical potential of proton beam range verification with PET/CT. *Physics in Medicine and Biology*, 53(15) :4137–4151. Cité section 1.1.3.1
- [Knopf et al., 2011] Knopf, A.-C., Parodi, K., Paganetti, H., Bortfeld, T., Daartz, J., Engelsman, M., Liebsch, N., and Shih, H. (2011). Accuracy of proton beam range verification using post-treatment positron emission tomography/computed tomography as function of treatment site. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 79(1) :297–304. Cité section 1.1.3.1
- [Kormoll et al., 2011] Kormoll, T., Fiedler, F., Golnik, C., Heidel, K., Kempe, M., Schoene, S., Sobiella, M., Zuber, K., and Enghardt, W. (2011). A prototype Compton camera for in-vivo dosimetry of ion beam cancer irradiation. In *2011 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, pages 3484–3487. Cité section ??
- [Kraan, 2015] Kraan, A. C. (2015). Range verification methods in particle therapy : underlying physics and Monte Carlo modeling. *Radiation Oncology*, page 150. Cité dans les sections 1.5 et 5.4
- [Kramer et al., 2000] Kramer, M., JÄdkel, O., Haberer, T., Kraft, G., Scharadt, D., and Weber, U. (2000). Treatment planning for heavy-ion radiotherapy : physical beam model and dose optimization. *Physics in Medicine and Biology*, 45(11) :3299–3317. Cité section 1.1.3
- [Krimmer et al., 2015] Krimmer, J., Ley, J. L., Abellan, C., Cachemiche, J. P., Caponetto, L., Chen, X., Dahoumane, M., Dauvergne, D., Freud, N., Joly, B., Lambert, D., Lestand, L., LÄrtang, J. M., Magne, M., Mathez, H., Maxim, V., Montarou, G., Morel, C., Pinto, M., Ray, C., Reithinger, V., Testa, E., and Zoccarato, Y. (2015). Development of a Compton camera for medical applications based on silicon strip and scintillation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 787 :98–101. Cité dans les sections ?? et 4.3.2
- [Kunath et al., 2009] Kunath, D., Braess, H., Fiedler, F., Laube, K., Parodi, K., Priegnitz, M., Shakirin, G., and Enghardt, W. (2009). Comparison of PET Concepts for Dose Delivery Monitoring of Particle Therapy. In DÄßsel, O. and Schlegel, W. C., editors, *World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, September 7 - 12, 2009, Munich, Germany*, number 25/1 in IFMBE Proceedings, pages 126–129. Springer Berlin Heidelberg. Cité dans les sections 1.8 et 5.4
- [Kurosawa et al., 2012] Kurosawa, S., Kubo, H., Ueno, K., Kabuki, S., Iwaki, S., Takahashi, M., Taniue, K., Higashi, N., Miuchi, K., Tanimori, T., Kim, D., and Kim, J. (2012). Prompt gamma detection for range verification in proton therapy. *Current Applied Physics*, 12(2) :364–368. Cité dans les sections ?? et 1.1.3.2.3
- [Lang et al., 2014] Lang, C., Habs, D., Parodi, K., and Thierolf, P. G. (2014). Sub-millimeter nuclear medical imaging with high sensitivity in positron emission tomography using $\hat{\mathbb{I}}\hat{\mathbb{S}} + \hat{\mathbb{I}}\hat{\mathbb{S}}$ coincidences. *Journal of Instrumentation*, 9(01) :P01008. Cité section ??
- [Larsson et al., 1958] Larsson, B., Leksell, L., Rexed, B., Sourander, P., Mair, W., and Andersson, B. (1958). The High-Energy Proton Beam as a Neurosurgical Tool. *Nature*, 182(4644) :1222–1223. Cité section (document)
- [Liu et al., 2007] Liu, H. H., Balter, P., Tutt, T., Choi, B., Zhang, J., Wang, C., Chi, M., Luo, D., Pan, T., Hunjan, S., Starkschall, G., Rosen, I., Prado, K., Liao, Z., Chang, J., Komaki, R., Cox, J. D., Mohan, R., and Dong, L. (2007). Assessing respiration-induced tumor motion and internal target volume using four-dimensional computed tomography for radiotherapy of lung cancer. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 68(2) :531–540. Cité section 1.1.2.1
- [Liu et al., 2015] Liu, W., Liao, Z., Schild, S. E., Liu, Z., Li, H., Li, Y., Park, P. C., Li, X., Stoker, J., Shen, J., Keole, S., Anand, A., Fatyga, M., Dong, L., Sahoo, N., Vora, S., Wong, W., Zhu, X. R., Bues, M., and Mohan, R. (2015). Impact of respiratory motion on worst-case scenario optimized intensity modulated proton therapy for lung cancers. *Practical Radiation Oncology*, 5(2) :e77–86. Cité section 1.1.2.1

- [Llosa et al., 2004] Llosa, G., Bernabeu, J., Burdette, D., Chesi, E., Cindro, V., Clinthorne, N. H., Dewaraja, Y. K., Honscheid, K., Huh, S. S., Kagan, H., and others (2004). Development of a pre-clinical Compton probe prototype for prostate imaging. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004 IEEE*, volume 7, pages 4168–4171. IEEE. *Cité section ??*
- [Locher, 1936] Locher, O. (1936). Biological effects and therapeutic possibilities of neutron. *AJR* 36 : 14–13. *Cité section (document)*
- [Lojacono et al., 2013] Lojacono, X., Richard, M.-H., Ley, J.-L., Testa, E., Ray, C., Freud, N., Letang, J., Dauvergne, D., Maxim, V., and Prost, R. (2013). Low Statistics Reconstruction of the Compton Camera Point Spread Function in 3d Prompt- γ Imaging of Ion Beam Therapy. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 60(5) :3355–3363. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et 1.1.3.2.3*
- [M. Dahoumane, 2012] M. Dahoumane, D. D. (2012). A Low Noise and High Dynamic Charge Sensitive Amplifier-Shaper associated with Silicon Strip Detector for Compton Camera in hadrontherapy. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 1445–1451. *Cité dans les sections 4.1.2.1 et 5.2.2*
- [M. Dahoumane, 2014] M. Dahoumane, D. D. (2014). A Low Noise and High Dynamic Range CMOS Integrated Electronics associated with Double Sided Silicon Strip Detectors for a Compton Camera gamma-ray Detecting System. *Cité dans les sections 4.5, 4.1.2.3, 5.2.2, et 5.4*
- [M. H. Richard, 2011] M. H. Richard, M. C. (2011). Design Guidelines for a Double Scattering Compton Camera for Prompt- Imaging During Ion Beam Therapy : A Monte Carlo Simulation Study. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 58(1) :87 – 94. *Cité dans les sections 2.3.1 et 4*
- [M Priegnitz, 2015] M Priegnitz, S. H. (2015). Measurement of prompt gamma profiles in inhomogeneous targets with a knife-edge slit camera during proton irradiation. *Physics in medicine and biology*, 60(12) :4849–4871. *Cité section 1.1.3.2.1*
- [Mackin et al., 2012] Mackin, D., Peterson, S., Beddar, S., and Polf, J. (2012). Evaluation of a stochastic reconstruction algorithm for use in Compton camera imaging and beam range verification from secondary gamma emission during proton therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 57(11) :3537–3553. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3, 1.1.3.2.3, 1.15, et 5.4*
- [Mackin et al., 2013] Mackin, D., Polf, J., Peterson, S., and Beddar, S. (2013). The effects of Doppler broadening and detector resolution on the performance of three-stage Compton cameras. *Medical Physics*, 40(1). *Cité section 3.3.1.1*
- [Matsuoka et al., 2015] Matsuoka, Y., Tanimori, T., Kubo, H., Takada, A., Parker, J. D., Mizumoto, T., Mizumura, Y., Iwaki, S., Sawano, T., Komura, S., and others (2015). Performance of a new Electron-Tracking Compton Camera under intense radiations from a water target irradiated with a proton beam. *Journal of Instrumentation*, 10(01) :C01053. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3, 1.15, et 5.4*
- [Maxim, 2014] Maxim, V. (2014). Filtered Backprojection Reconstruction and Redundancy in Compton Camera Imaging. *IEEE Transactions on Image Processing*, 23(1) :332–341. *Cité section 1.1.3.2.3*
- [Maxim et al., 2009] Maxim, V., Frandea, M., and Prost, R. (2009). Analytical inversion of the Compton transform using the full set of available projections. *Inverse Problems*, 25(9) :095001. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et 1.1.3.2.3*
- [McCleskey et al., 2015] McCleskey, M., Kaye, W., Mackin, D. S., Beddar, S., He, Z., and Polf, J. C. (2015). Evaluation of a multistage CdZnTe Compton camera for prompt γ imaging for proton therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 785 :163–169. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et ??*
- [Min et al., 2012] Min, C. H., Lee, H. R., Kim, C. H., and Lee, S. B. (2012). Development of array-type prompt gamma measurement system for in vivo range verification in proton therapy. *Medical Physics*, 39(4) :2100–2107. *Cité dans les sections 1.1.3.2.1 et 5.4*
- [Miyatake et al., 2010] Miyatake, A., Nishio, T., Ogino, T., Saijo, N., Esumi, H., and Uesaka, M. (2010). Measurement and verification of positron emitter nuclei generated at each treatment site by target nuclear fragment reactions in proton therapy. *Medical Physics*, 37(8) :4445–4455. *Cité section 1.1.3.1*
- [Mizumura et al., 2014] Mizumura, Y., Tanimori, T., Kubo, H., Takada, A., Parker, J. D., Mizumoto, T., Sonoda, S., Tomono, D., Sawano, T., Nakamura, K., and others (2014). Development of a 30 cm-cube Electron-Tracking Compton Camera for the SMILE-II Experiment. *Journal of Instrumentation*, 9(05) :C05045. *Cité section 1.1.3.2.3*

- [Mori et al., 2009] Mori, S., Lu, H.-M., Wolfgang, J. A., Choi, N. C., and Chen, G. T. Y. (2009). Effects of interfractional anatomical changes on water-equivalent pathlength in charged-particle radiotherapy of lung cancer. *Journal of Radiation Research*, 50(6) :513–519. *Cité section 1.1.2.1*
- [Mustafa and Jackson, 1983] Mustafa, A. A. and Jackson, D. F. (1983). The relation between X-ray CT numbers and charged particle stopping powers and its significance for radiotherapy treatment planning. *Physics in Medicine and Biology*, 28(2) :169–176. *Cité section 1.1.2.2*
- [Nishio et al., 2010] Nishio, T., Miyatake, A., Ogino, T., Nakagawa, K., Saijo, N., and Esumi, H. (2010). The development and clinical use of a beam ON-LINE PET system mounted on a rotating gantry port in proton therapy. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 76(1) :277–286. *Cité section 1.1.3.1*
- [NuPECC, 2014] NuPECC (2014). Nuclear physics for medicine report. *Nuclear Physics European Collaboration Committee*, page 9. *Cité dans les sections 1.3 et 5.4*
- [Oger et al., 2012] Oger, T., Chen, W.-T., Cussonneau, J.-P., Donnard, J., Duval, S., Lamblin, J., Lemaire, O., Hadi, A. M., Leray, P., Morteau, E., and others (2012). A liquid xenon tpc for a medical imaging compton telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 695 :125–128. *Cité section 1.2.2.1*
- [Omura et al., 2012] Omura, T., Moriya, T., Yamada, R., Yamauchi, H., Saito, A., Sakai, T., Miwa, T., and Watanabe, M. (2012). Development of a high-resolution four-layer DOI detector using MPPCs for brain PET. In *2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, pages 3560–3563. *Cité section 3.3.5.1*
- [Ortega et al., 2015] Ortega, P. G., Torres-Espallardo, I., Cerutti, F., Ferrari, A., Gillam, J. E., Lacasta, C., Llosà, G., Oliver, J. F., Sala, P. R., Solevi, P., and Rafecas, M. (2015). Noise evaluation of Compton camera imaging for proton therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 60(5) :1845. *Cité section 1.1.3.2.3*
- [P Henriquet, 2012] P Henriquet, E. T. (2012). Interaction vertex imaging (IVI) for carbon ion therapy monitoring : A feasibility study. *Physics in medicine and biology*, 57(14) :4655–69. *Cité section 1.1.3*
- [Paganetti, 2012] Paganetti, H. (2012). Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulations. *Physics in Medicine and Biology*, 57(11) :R99–117. *Cité dans les sections 1.1.2, 1.4, 1.1.2.2, 1.1.2.4, et 5.4*
- [Paganetti et al., 2002] Paganetti, H., Niemierko, A., Ancukiewicz, M., Gerweck, L. E., Goitein, M., Loeffler, J. S., and Suit, H. D. (2002). Relative biological effectiveness (RBE) values for proton beam therapy. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 53(2) :407–421. *Cité section 1.1.1.2*
- [Parra, 1999] Parra, L. (1999). Reconstruction of cone-beam projections from Compton scattered data. In *1999 IEEE Nuclear Science Symposium, 1999. Conference Record*, volume 2, pages 1082–1086 vol.2. *Cité section 1.1.3.2.3*
- [Pawelke et al., 1997] Pawelke, J., Enghardt, W., Haberer, T., Hasch, B., Hinz, R., Kramer, M., Lauckner, E., and Sobiella, M. (1997). In-beam PET imaging for the control of heavy-ion tumour therapy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44(4) :1492–1498. *Cité section 1.1.3.1*
- [Peterson et al., 2010] Peterson, S. W., Robertson, D., and Polf, J. (2010). Optimizing a three-stage Compton camera for measuring prompt gamma rays emitted during proton radiotherapy. *Physics in Medicine and Biology*, 55(22) :6841–6856. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et ??*
- [Pinto et al., 2014] Pinto, M., Dauvergne, D., Freud, N., Krimmer, J., Letang, J. M., Ray, C., Roellinghoff, F., and Testa, E. (2014). Design optimisation of a TOF-based collimated camera prototype for online hadrontherapy monitoring. *Physics in Medicine and Biology*, 59(24) :7653–7674. *Cité dans les sections 1.1.3.2.1, 2.3.6, et 5.4*
- [Plautz et al., 2014] Plautz, T., Bashkirov, V., Feng, V., Hurley, F., Johnson, R. P., Leary, C., Macafee, S., Plumb, A., Rykalin, V., Sadrozinski, H. F.-W., Schubert, K., Schulte, R., Schultze, B., Steinberg, D., Witt, M., and Zatserklyaniy, A. (2014). 200 MeV proton radiography studies with a hand phantom using a prototype proton CT scanner. *IEEE transactions on medical imaging*, 33(4) :875–881. *Cité section 1.1.2.2*
- [Polf et al., 2015] Polf, J. C., Avery, S., Mackin, D. S., and Beddar, S. (2015). Imaging of prompt gamma rays emitted during delivery of clinical proton beams with a Compton camera : feasibility studies for range verification. *Physics in Medicine and Biology*, 60(18) :7085. *Cité section 1.1.3.2.3*

- [R. W. Todd, 1974] R. W. Todd, J. M. N. (1974). A proposed Îŝ camera. *Nature*. *Nature*, 251(5471) :132–134.
Cité section 1.2.3
- [Rao et al., 2001] Rao, D. V., Takeda, T., Itai, Y., Seltzer, S. M., Hubbell, J. H., Zeniya, T., Akatsuka, T., Cesareo, R., Brunetti, A., and Gigante, G. E. (2001). Importance of Doppler broadening in Compton scatter imaging techniques. volume 4508, pages 157–166.
Cité section 3.3.1.1
- [Richard, 2012] Richard, M.-H. (2012). Design study of a compton camera for prompts-gamma imaging during ion beam therapy. *PhD manuscript*, page 9.
Cité dans les sections 1.2 et 5.4
- [Richard et al., 2012] Richard, M.-H., Dahoumane, M., Dauvergne, D., De Rydt, M., Dedes, G., Freud, N., Krimmer, J., Letang, J., Lojacono, X., Maxim, V., Montarou, G., Ray, C., Roellinghoff, F., Testa, E., and Walenta, A. (2012). Design Study of the Absorber Detector of a Compton Camera for On-Line Control in Ion Beam Therapy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(5) :1850–1855.
Cité dans les sections 2.3.1, 3.3.1.5, et 4.3.2
- [Richard et al., 2011] Richard, M.-H., Dahoumane, M., Dauvergne, D., Dedes, G., De Rydt, M., Freud, N., Letang, J., Lojacono, X., Krimmer, J., Maxim, V., Montarou, G., Ray, C., Roellinghoff, F., Testa, E., and Walenta, A. (2011). Design study of the absorber detector of a compton camera for on-line control in ion beam therapy. In *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE*, pages 3496–3500.
Cité dans les sections 1.1.3.2.3, ??, et 1.1.3.2.3
- [Rinaldi et al., 2014] Rinaldi, I., Brons, S., J    kel, O., Voss, B., and Parodi, K. (2014). Experimental investigations on carbon ion scanning radiography using a range telescope. *Physics in Medicine and Biology*, 59(12) :3041.
Cité section 1.1.2.2
- [Robertson et al., 2011] Robertson, D., Polf, J. C., Peterson, S. W., Gillin, M. T., and Beddar, S. (2011). Material efficiency studies for a Compton camera designed to measure characteristic prompt gamma rays emitted during proton beam radiotherapy. *Physics in Medicine and Biology*, 56(10) :3047–3059. Cité section 1.1.3.2.3
- [Roesch, 2012] Roesch, F. (2012). Scandium-44 : benefits of a long-lived PET radionuclide available from the (44)Ti/(44)Sc generator system. *Current Radiopharmaceuticals*, 5(3) :187–201. Cité section 3.3.5.2
- [Said et al., 2011] Said, A. H., Sinn, H., and Divan, R. (2011). New developments in fabrication of high-energy-resolution analyzers for inelastic X-ray spectroscopy. *Journal of Synchrotron Radiation*, 18(Pt 3) :492–496.
Cité section 3.2.2.2
- [Sara Vecchio, 2007] Sara Vecchio, F. A. (2007). A PET prototype for in-beam monitoring of proton therapy. *IEEE Transactions on Nuclear Science - IEEE TRANS NUCL SCI*, 56(1) :1607 – 1611. Cité section 1.1.3.1
- [Schaffner and Pedroni, 1998] Schaffner, B. and Pedroni, E. (1998). The precision of proton range calculations in proton radiotherapy treatment planning : experimental verification of the relation between CT-HU and proton stopping power. *Physics in Medicine and Biology*, 43(6) :1579–1592. Cité section 1.1.2.2
- [Schlaff et al., 2014] Schlaff, C. D., Krauze, A., Belard, A., O’Connell, J. J., and Camphausen, K. A. (2014). Bringing the heavy : carbon ion therapy in the radiobiological and clinical context. *Radiation Oncology (London, England)*, 9(1) :88.
Cité section 1.1.1.3
- [Schneider et al., 2004] Schneider, U., Besserer, J., Pemler, P., Dellert, M., Moosburger, M., Pedroni, E., and Kaser-Hotz, B. (2004). First proton radiography of an animal patient. *Medical Physics*, 31(5) :1046.
Cité section 1.1.2.2
- [Schneider et al., 2005] Schneider, U., Pemler, P., Besserer, J., Pedroni, E., Lomax, A., and Kaser-Hotz, B. (2005). Patient specific optimization of the relation between CT-hounsfield units and proton stopping power with proton radiography. *Medical Physics*, 32(1) :195–199. Cité section 1.1.2.2
- [Scholz et al., 1997] Scholz, M., Kellerer, A. M., Kraft-Weyrather, W., and Kraft, G. (1997). Computation of cell survival in heavy ion beams for therapy. The model and its approximation. *Radiation and Environmental Biophysics*, 36(1) :59–66.
Cité section 1.1.1.2
- [Schone et al., 2010] Schone, S., Shakirin, G., Kormoll, T., Herbach, C., Pausch, G., and Enghardt, W. (2010). A common approach to image reconstruction for different applications of Compton cameras. In *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2010 IEEE*, pages 2292–2293.
Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et 5.4
- [Schulte et al., 2005] Schulte, R. W., Bashkurov, V., Klock, M. C. L., Li, T., Wroe, A. J., Evseev, I., Williams, D. C., and Satogata, T. (2005). Density resolution of proton computed tomography. *Medical Physics*, 32(4) :1035–1046.
Cité section 1.1.2.2

- [Seitz et al., 2013] Seitz, B., Stewart, A. G., O'Neill, K., Wall, L., and Jackson, C. (2013). Performance evaluation of novel SiPM for medical imaging applications. In *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2013 IEEE*, pages 1–4. IEEE. *Cité section 3.3.1.5*
- [Seo et al., 2011] Seo, H., Park, J. H., Ushakov, A., Kim, C. H., Kim, J. K., Lee, J. H., Lee, C. S., and Lee, J. S. (2011). Experimental performance of double-scattering Compton camera with anthropomorphic phantom. *Journal of Instrumentation*, 6(01) :C01024–C01024. *Cité dans les sections 1.1.3.2.3 et ??*
- [Singh and Doria, 1983] Singh, M. and Doria, D. (1983). An electronically collimated gamma camera for single photon emission computed tomography. Part II : Image reconstruction and preliminary experimental measurements. *Medical Physics*, 10(4) :428–435. *Cité section 1.2.3*
- [Smeets et al., 2012] Smeets, J., Roellinghoff, F., Prieels, D., Stichelbaut, F., Benilov, A., Busca, P., Fiorini, C., Peloso, R., Basilavecchia, M., Frizzi, T., Dehaes, J. C., and Dubus, A. (2012). Prompt gamma imaging with a slit camera for real-time range control in proton therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 57(11) :3371–3405. *Cité dans les sections 1.1.3 et 1.1.3.2.1*
- [Spieler, 1998] Spieler, H. (1998). Lectures on detector techniques - semiconductor detectors part 2. *Cité section 4.1.3.1*
- [Stone and Larkin, 1942] Stone, R. S. and Larkin, J. C. (1942). The Treatment of Cancer with Fast Neutrons. *Radiology*, 39(5) :608–620. *Cité section (document)*
- [Suit et al., 2010] Suit, H., DeLaney, T., Goldberg, S., Paganetti, H., Clasie, B., Gerweck, L., Niemierko, A., Hall, E., Flanz, J., Hallman, J., and Trofimov, A. (2010). Proton vs carbon ion beams in the definitive radiation treatment of cancer patients. *Radiotherapy and Oncology : Journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology*, 95(1) :3–22. *Cité section 1.1.1.2*
- [Suzuki et al., 2013] Suzuki, Y., Yamaguchi, M., Odaka, H., Shimada, H., Yoshida, Y., Torikai, K., Satoh, T., Arakawa, K., Kawachi, N., Watanabe, S., Takeda, S., Ishikawa, S.-n., Aono, H., Watanabe, S., Takahashi, T., and Nakano, T. (2013). Three-dimensional and multienergy gamma-ray simultaneous imaging by using a Si/CdTe Compton camera. *Radiology*, 267(3) :941–947. *Cité section ??*
- [Takeda et al., 2009] Takeda, S., Aono, H., Okuyama, S., Ishikawa, S.-n., Odaka, H., Watanabe, S., Kokubun, M., Takahashi, T., Nakazawa, K., Tajima, H., and Kawachi, N. (2009). Experimental Results of the Gamma-Ray Imaging Capability With a Si/CdTe Semiconductor Compton Camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3) :783–790. *Cité section ??*
- [Tanimori et al., 2008] Tanimori, F., Amano, H., Hattori, K., Ida, C., Iwaki, S., Kabuki, S., Kawashima, H., Kimura, H., Kohara, R., Kubo, A., Kubo, H., Kunieda, E., Kurosawa, S., Miuchi, K., Miyazaki, O., Nakazawa, T., Nakahara, T., Nakamoto, Y., Nishimura, H., Ogawa, K., Okada, T., Okada, Y., Shirahata, T., Saji, H., Takada, A., Togashi, K., Tsuchiya, K., Ueda, M., Ueno, K., and Yamamoto, E. (2008). Development of Electron tracking Compton Camera based on micro pixel gas detector and its application for medical imaging. In *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08*, pages 616–620. *Cité section ??*
- [Testa et al., 2013] Testa, M., Verburg, J. M., Rose, M., Min, C. H., Tang, S., Bentefour, E. H., Paganetti, H., and Lu, H.-M. (2013). Proton radiography and proton computed tomography based on time-resolved dose measurements. *Physics in Medicine and Biology*, 58(22) :8215–8233. *Cité section 1.1.2.2*
- [Thirolf et al., 2014] Thirolf, P. G., Lang, C., Aldawood, S., Kolff, H. G. v. d., Maier, L., Schaart, D. R., and Parodi, K. (2014). Development of a Compton Camera for Online Range Monitoring of Laser-Accelerated Proton Beams via Prompt-Gamma Detection. *EPJ Web of Conferences*, 66 :11036. *Cité section ??*
- [Thompson et al., 1987] Thompson, P., Cox, D. E., and Hastings, J. B. (1987). Rietveld refinement of Debye-Scherrer synchrotron X-ray data from Al₂O₃. *Journal of Applied Crystallography*, 20(2) :79–83. *Cité section 3.2.2.2*
- [Tobias et al., 1952] Tobias, C. A., Anger, H. O., and Lawrence, J. H. (1952). Radiological use of high energy deuterons and alpha particles. *The American Journal of Roentgenology, Radium Therapy, and Nuclear Medicine*, 67(1) :1–27. *Cité section (document)*
- [Toshito et al., 2010] Toshito, T., Bagulya, A., Lechner, A., Ivanchenko, V., Maire, M., Akagi, T., and Yamashita, T. (2010). New Geant4 electromagnetic physics developments for ion therapy applications. In *this conference*. *Cité section 2.2.2*

- [Trovato et al., 2013] Trovato, M., Barrio, J., Botas, P., Cabello, J., Gillam, J., Lacasta, C., Oliver, J., Rafecas, M., Solaz, C., Solevi, P., Stankova, V., Torres-Espallardo, I., and Llosa, G. (2013). Development of a three layer Compton telescope prototype based on continuous LaBr3 crystals and Silicon Photomultipliers. In *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, pages 1–3. Cité section ??
- [V. Reithinger, 2013] V. Reithinger, J. B. (2013). Proton Interaction Vertex Imaging With Silicon-Pixel CMOS Telescope For Carbon Therapy Quality control. Cité section 1.1.3
- [Verburg et al., 2013] Verburg, J. M., Riley, K., Bortfeld, T., and Seco, J. (2013). Energy- and time-resolved detection of prompt gamma-rays for proton range verification. *Physics in Medicine and Biology*, 58(20) :L37. Cité dans les sections 1.1.3.2, 1.9, et 5.4
- [Watts et al., 2009] Watts, D., Amaldi, U., Go, A., Chang, Y.-H., Hajdas, W., Iliescu, S., Malakhov, N., Samarati, J., and Sauli, F. (2009). A proton range telescope for quality assurance in hadrontherapy. In *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, pages 4163–4166. Cité section 1.1.2.2
- [Weyrather et al., 1999] Weyrather, W. K., Ritter, S., Scholz, M., and Kraft, G. (1999). RBE for carbon track-segment irradiation in cell lines of differing repair capacity. *International Journal of Radiation Biology*, 75(11) :1357–1364. Cité section 1.1.1.2
- [Williams, 1977] Williams, B. G. (1977). *Compton Scattering : The Investigation of Electron Momentum Distributions*. McGraw-Hill International. Cité section 3.3.1.1
- [Wilson, 1946] Wilson, R. R. (1946). Radiological use of fast protons. *Radiology*, 47(5) :487–491. Cité section (document)
- [Yamaguchi et al., 2012] Yamaguchi, M., Torikai, K., Kawachi, N., Shimada, H., Satoh, T., Nagao, Y., Shu Fujimaki, Kokubun, M., Watanabe, S., Takahashi, T., Arakawa, K., Kamiya, T., and Takashi Nakano (2012). Beam range estimation by measuring bremsstrahlung. *Physics in Medicine and Biology*, 57(10) :2843. Cité section 1.1.3
- [Zhu et al., 2011] Zhu, X., Espa˜a, S., Daartz, J., Liebsch, N., Ouyang, J., Paganetti, H., Bortfeld, T. R., and El Fakhri, G. (2011). Monitoring proton radiation therapy with in-room PET imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 56(13) :4041–4057. Cité section 1.1.3.1
- [Zhu and Fakhri, 2013] Zhu, X. and Fakhri, G. E. (2013). Proton Therapy Verification with PET Imaging. *Theranostics*, 3(10) :731–740. Cité dans les sections 1.7 et 5.4
- [Zoglauer et al., 2011] Zoglauer, A., Boggs, S. E., Galloway, M., Amman, M., Luke, P. N., and Marc Kippen, R. (2011). Design, implementation, and optimization of MEGALib’s image reconstruction tool Mimrec. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 652(1) :568–571. Cité section 1.1.3.2.3

Table des figures

1.1	Énergies déposées par des photons, des protons et des ions carbone en fonction de la profondeur dans le tissu. Illustration du pic de Bragg étalé (SOBP) couvrant la tumeur. Source Oncolink.org.	5
1.2	Comparaison d'un plan de traitement pour un cancer anal avec un faisceau de protons (<i>Pencil Beam Scanning</i> ou PBS) et un faisceau de photons (<i>Rapid Arc</i>). La conformité à la tumeur dans le <i>Planning Volume Target</i> est précise dans les deux cas, mais la dose aux organes sains avoisinants est diminuée dans le cas des protons. Source Z. Tochner, PTCOG 2014	5
1.3	Illustration de la définition de l'EBR. Courbe de survie cellulaire en fonction de la dose de rayonnements appliquée. La dose nécessaire avec un faisceau de particules est moindre que pour un faisceau de photons pour une survie cellulaire donnée.	6
1.4	Inventaire des incertitudes identifiées pour un traitement avec un faisceau de protons [Paganetti, 2012]. Les estimations sont des moyennes avec un écart type de 1,5. Certains traitements (comme le cancer des poumons) peuvent avoir des incertitudes plus importantes.	7
1.5	Schéma des interactions nucléaires entre les ions incidents et les atomes sur leurs parcours. Illustration du modèle d'abrasion-ablation [Kraan, 2015].	9
1.6	Profil du dépôt de dose (courbe noire) et profils d'émission de rayonnements secondaires (gammas, neutrons et protons) pour l'interaction d'ions carbone de 310 MeV/n dans une cible d'eau. Résultats obtenus par simulation Monte Carlo (Geant4.9.4) [Dedes et al., 2014].	10
1.7	Schéma de trois systèmes disponibles pour effectuer un contrôle du parcours des ions en clinique avec la TEP. Le schéma (a) représente la solution <i>in-beam</i> , le schéma (b) la solution <i>off-line</i> et le schéma (c) la solution <i>in-room</i> [Zhu and Fakhri, 2013].	11
1.8	Nombre d'évènements enregistrés en fonction du temps lors d'un traitement par ions carbone. Ce nombre d'évènements dépend de la modalité choisie pour le contrôle TEP. L'activité due aux fragments est maximale pendant l'irradiation et décroît rapidement une fois le faisceau coupé. Le début de l'axe des abscisses et le zéro correspondent respectivement au début et à la fin de l'irradiation [Kunath et al., 2009].	12
1.9	Spectres en énergie de gammas prompts émis par un fantôme d'eau irradié par un faisceau de protons de 230 MeV. Le spectre bleu est mesuré 9 mm avant le pic de Bragg et le spectre vert 9 mm après. La réjection Compton et le temps de vol sont utilisés pour ne sélectionner que les gammas prompts [Verburg et al., 2013].	12
1.10	(a) Vue artistique de la caméra collimatée <i>Knife edge</i> développée par IBA lors du traitement d'un patient en protonthérapie. (b) Collimateur multi-fentes développé à l'IPN de Lyon.	13
1.11	(a) Schéma du dispositif expérimental mis en place par Golnik et al. pour réaliser leurs mesures de temps de vol sur une cible homogène au centre KVI-CART (université de Groningen). (b) Spectres de temps de vol théoriques (courbes lissées) et mesurés pour différentes épaisseurs de cible en PMMA et un faisceau de protons de 150 MeV (13,6 cm de parcours). Les spectres sont normalisés à 10^9 protons incidents [Golnik et al., 2014].	14
1.12	Représentation de la diffusion Compton d'un photon dans la caméra Compton. La position d'émission du photon est estimée sur le cône Compton ayant une ouverture θ définie par l'angle de diffusion Compton du photon.	15
1.13	Représentation du principe de reconstruction des évènements à partir des cônes obtenus à partir des évènements détectés.	16
1.14	Représentation d'un évènement reconstruit avec l'algorithme LM-MLEM. Le voxel M représente un voxel du volume reconstruit. V_1 représente le point d'interaction du photon dans le diffuseur et V_2 représente le point d'interaction dans l'absorbeur. β est l'angle de diffusion Compton calculé à partir des énergies déposées dans la caméra.	17
1.15	(a) Schéma de principe du fonctionnement d'une caméra Compton à « 3 étages » utilisant une double diffusion Compton pour retrouver le point d'émission du photon [Mackin et al., 2012]. (b) Schéma de fonctionnement d'une caméra Compton ETCC qui utilise l'électron diffusé et le photon diffusé pour retrouver la position d'émission du photon [Matsuoka et al., 2015].	18

1.16	(a) Modélisation de la caméra Compton utilisée par Richard et al. pour obtenir les résultats présentés sur la figure de droite. (b) Distribution de la position de la source ponctuelle polyénergétique (0–10 MeV) reconstruite par la méthode ligne-cône.	20
1.17	Processus d'un examen TEP depuis l'annihilation d'un positon et d'un électron jusqu'à la reconstruction de l'image sur ordinateur. Le radiopharmaceutique est ici injecté dans la tête du patient. Les deux photons de 511 keV sont détectés en coïncidence à 180° par deux détecteurs. Les événements en coïncidence sont projetés puis mis dans un sinogramme. Un algorithme analytique ou itératif est utilisé pour reconstruire l'image de l'organe étudié. Source https://fr.wikipedia.org .	22
1.18	Tomoscintigraphie par émission de positons (TEP) couplée à une tomomodensitométrie (TDM) pour un examen au ^{18}F FDG : (A) TDM, (B) TEP, (C) TEP/TDM couplé. La TEP (B) montre les différents lieux d'hyperfixation du radiopharmaceutique. Dans le cas présent, ce sont des lymphomes détectés. Ces lymphomes sont bien localisés en surintensité sur l'image (C). Source Société française d'hématologie.	23
1.19	Niveaux de référence diagnostiques (NRD) utilisés en France pour des examens de médecine nucléaire pour l'adulte. Les NRD donnent une indication de l'activité à injecter au patient, mais ils ne sont pas une limite absolue. Source www.irs.fr	24
1.20	Schéma de détection d'une caméra Anger utilisée pour un examen TEMP. Source, présentation M. Vrigneaud.	26
2.1	Modélisation du patient avec le cylindre en PMMA ainsi que de la caméra Compton. C'est dans cette configuration que sont obtenus les résultats présentés ci-après.	31
2.2	Schématisation de la structure en temps d'un faisceau d'ions clinique avec la période d'extraction et sa microstructure. Les ions sont empaquetés dans la microstructure.	32
2.3	Structure en temps mesurée d'un faisceau d'ions carbone à 400 MeV/n délivré par le synchrotron du centre de traitement HIT. Les impulsions ont une période d'extraction de 150,2 ns et les paquets ont une largeur à mi-hauteur de 21,5 ns. La mesure est réalisée avec un hodoscope possédant deux fibres scintillantes.	33
2.4	Diagramme reprenant la définition d'une coïncidence et des distinctions faites pour classer les différents cas de figure.	34
2.5	Spectre en temps de vol pour un faisceau de protons sur la figure de gauche et un faisceau d'ions carbone sur la droite. Le temps de vol correspond à la différence de temps entre le BGO et l'hodoscope pour des événements détectés en coïncidence. Les événements étiquetés <i>true gamma</i> sont les photons secondaires d'intérêt et les événements <i>background</i> ceux à rejeter.	36
2.6	(a) Profils des vertex d'émission des événements en coïncidence pour les <i>true gamma</i> et le <i>background</i> avec 2×10^{10} protons incidents. (b) Profil lissé par la méthode <i>SmoothKern</i> (en bleu) et profil des vertex d'émission (en rouge). (c) Profil NURBS pour 20 points d'interpolation mis à l'échelle pour correspondre à un échantillon de 5×10^7 protons. (d) Profil NURBS (en bleu) et profil d'un échantillon du profil de référence obtenu avec un tirage de Poisson pour une statistique de 5×10^7 protons incidents. La valeur 0 de l'axe des abscisses correspond au centre du cylindre en PMMA. La caméra Compton et le <i>falloff</i> sont situés en +50 mm.	39
2.7	Profil NURBS en fonction du nombre de points d'interpolation le constituant. Plus le nombre de points est important et mieux le profil NURBS s'ajuste au profil de référence lissé. Présentation du profil NURBS pour 5 points (a), 10 points (b), 20 points (c) et 50 points (d).	40
2.8	Efficacité absolue de reconstruction de la caméra en fonction de l'énergie des photons gamma incidents et de la position du point d'émission de la source.	41
2.9	Taux de coïncidences détectés par la caméra en fonction de l'intensité du faisceau d'ions (protons à gauche et ions carbone à droite) donnée en ions incidents par paquet. Les marqueurs indiquent que la discrimination par temps de vol n'est pas appliquée alors que pour les marqueurs creux, l'information temps de vol est utilisée. Les taux de coïncidences pour lesquels il est précisé « <i>reconstructed</i> » sont calculés avec le nombre de coïncidences qui sont reconstruites par l'algorithme ligne-cône.	43

2.10	Effet de l'intensité du faisceau d'ions incidents sur la reconstruction ligne-cône pour les protons (à gauche) et pour les ions carbone (à droite). Les résultats sont obtenus pour une statistique de 10^8 protons incidents et de 2×10^7 ions carbone incidents. Les figures 2.10(a) et 2.10(b) sont les résultats à intensité clinique, les figures 2.10(c) et 2.10(d) à intensité réduite et les figures 2.10(e) et 2.10(f) à intensité réduite et avec l'application du temps de vol.	44
2.11	Reconstruction par la méthode ligne-cône des vertex d'émission des particules secondaires en coïncidence avec 2 solutions (figures 2.11(a) et 2.11(b)) ou une solution (figures 2.11(c) et 2.11(d)). Les résultats sont donnés pour les protons (à gauche) et pour les ions carbone (à droite). L'intensité des faisceaux est réduite à 1 ion/paquet et les statistiques sont de 10^8 protons incidents et de 2×10^7 ions carbone incidents.	45
2.12	Distance entre les deux solutions données par la méthode de reconstruction ligne-cône pour un faisceau de protons et une statistique de 10^8 protons incidents. L'intensité du faisceau de protons est réduite à 1 proton/paquet et la coupure en temps de vol est appliquée. La courbe noire représente l'ensemble des coïncidences reconstruites sur tout le volume de la cible cylindrique en PMMA.	46
2.13	Distribution des valeurs de pondération (a) et distribution de la différence des facteurs de pondération pour une coïncidence reconstruite (b). Distributions obtenues pour une statistique de 10^8 protons incidents. L'intensité du faisceau de protons est réduite à 1 proton/paquet et la coupure en temps de vol est appliquée.	47
2.14	Comparaison des vertex reconstruits avec (b) et sans (a) application des facteurs de pondération. Distributions obtenues dans les mêmes conditions que la figure 2.19.	48
2.15	Comparaison des vertex reconstruits avec et sans application des facteurs de pondération pour une statistique de 10^9 protons incidents.	48
2.16	Impact des diffusions dans la cible pour les photons gamma prompts en termes d'énergie pour une cible cylindrique en PMMA de 15 cm de diamètre et 20 cm de long.	49
2.17	Spectre 2D de l'énergie déposée dans l'absorbeur en fonction de l'énergie déposée dans un plan de diffuseur silicium sans coupure en énergie et pour une statistique de 10^8 protons incidents. (a) événements <i>true gamma</i> , (b) photons gamma prompts sans diffusion dans la cible, (c) photons gamma prompts ayant diffusé dans la cible en PMMA, (d) photons d'autres processus.	49
2.18	Spectre 2D de l'énergie déposée dans l'absorbeur en fonction de l'énergie déposée dans un plan de diffuseur silicium avec des coupures en énergie de 50 keV pour le silicium, 100 keV pour le BGO et 1 MeV pour la somme de l'énergie déposée (diffuseur + absorbeur). Résultats pour une statistique de 10^8 protons incidents. (a) Événements <i>true gamma</i> , (b) photon gammas prompts sans diffusion dans la cible, (c) photons gamma prompts ayant diffusé dans la cible en PMMA, (d) photons d'autres processus.	50
2.19	Reconstruction par la méthode ligne-cône des vertex d'émission des particules secondaires en coïncidence. La figure (a) est obtenue sans aucune coupure en énergie et la figure (b) avec l'application des coupures en énergie sur les détecteurs et sur la somme des dépôts d'énergie dans la caméra (même sélection que sur la figure 2.18). La statistique est de 10^8 protons incidents et ce sont les mêmes événements utilisés pour les deux figures.	51
2.20	Schématisation du dispositif simulé pour une source ponctuelle placée en $y = 0$ mm, $y = -40$ mm et $y = +40$ mm. Le diffuseur est placé à 20 cm de la source ponctuelle et l'absorbeur à 40 cm du diffuseur. Le schéma n'est pas à l'échelle.	52
2.21	Reconstruction LM-MLEM de la source ponctuelle polyénergétique en 2D pour le plan (x,y) avec les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y associées. La source est placée en $y = -40$ mm ((a) et (d)), $y = 0$ mm ((b) et (e)) et $y = +40$ mm ((c) et (f)). Les reconstructions correspondent à 10^7 photons émis sur 2π stéradians avec environ 2500 événements reconstruits. Les résultats sont présentés pour 20 itérations.	53
2.22	Reconstruction LM-MLEM de la source ponctuelle polyénergétique en 2D pour le plan (x,y) avec les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y . Mêmes événements reconstruits que pour la figure 2.21 mais avec une sélection des événements suivant l'axe x à $x = 0 \pm 10$ mm.	53

2.23	Reconstruction LM-MLEM de la source linéaire polyénergétique en 2D pour le plan (x,y) avec les projections des évènements reconstruits de tout le volume sur l'axe y . La source linéaire est positionnée de $y = -150$ mm à $y = 0$ mm. La caméra Compton est centrée en $y = 0$ mm. Les reconstructions correspondent à 5×10^7 photons émis sur 2π stéradians avec environ 22000 évènements reconstruits. Les résultats sont présentés pour 20 itérations. Les figures (b) et (d) correspondent à une sélection des évènements reconstruits suivant l'axe x à $x = 0 \pm 10$ mm.	55
2.24	Mêmes données qu'à la figure 2.23 avec la sélection en x mais pour 40 itérations.	55
2.25	Reconstruction LM-MLEM d'évènements en coïncidence pour un faisceau de protons de 160 MeV (colonne de gauche) et un faisceau d'ions carbone de 305 MeV/n (colonne de droite) dans une cible en PMMA de 15 cm de diamètre et 20 cm de long. Les intensités du faisceau d'ions sont réduites à 1 ion/paquet pour 10^8 protons incidents et 2×10^7 ions carbone incidents. La caméra est centrée en $y = +50$ mm. La discrimination par temps de vol est appliquée. Reconstruction en 2D pour le plan (x,y) pour (a) et (b) avec les projections des évènements reconstruits sur l'axe y (c) et (d). Les résultats sont présentés pour 10 itérations pour les protons et 20 itérations pour les ions carbone. Les figures (c) et (d) correspondent à une sélection des évènements reconstruits suivant l'axe x à $x = 0 \pm 10$ mm. Les figures (e) et (f) correspondent aux reconstructions des mêmes évènements avec la méthode analytique ligne-cône.	57
2.26	Profil des vertex d'émission des évènements en coïncidence pour une statistique de 5×10^7 protons incidents (courbe noire). Profil obtenu à partir du profil de référence lissé à haute statistique (2×10^{10} protons) par le moyen d'un tirage de Poisson. La courbe bleue correspond au profil NURBS dans sa position initiale [30,70] mm (a) et décalé de -20 mm (b). Le profil de référence NURBS est mis à l'échelle pour correspondre à la basse statistique considérée.	59
2.27	Valeurs du χ^2 en fonction de la valeur du décalage du profil NURBS par rapport à sa position initiale [30,70] mm. Valeurs données pour différentes statistiques du profil échantillonné : 10^8 (a), 5×10^8 (b), 10^9 (c) et 5×10^9 (d).	59
2.28	Distribution des décalages correspondant aux valeurs minimales de χ^2 trouvées pour 1000 échantillons avec une statistique de protons incidents donnée. Le nombre de protons incidents modélisé est : 10^8 (a), 5×10^8 (b), 10^9 (c) et 5×10^9 (d). La largeur à mi-hauteur des distributions renseigne sur la précision de la caméra Compton atteinte pour le nombre de protons incidents associé.	60
2.29	Précision de la caméra Compton en fonction du nombre de protons incidents. La précision est donnée pour un nombre de points du profil NURBS variant de 5 à 50 points. La figure (a) correspond à la méthode Migrad et la figure (b) correspond à la méthode de calcul des χ^2	61
3.1	Modélisation du dispositif de simulation Monte Carlo Geant4 pour l'application d'imagerie médicale. La caméra Compton détecte les photons gamma émis par une source radioactive ponctuelle. Les photons sont émis dans un cône (avec comme sommet la source radioactive et comme base le cercle contenant le premier plan de détecteur silicium) afin d'optimiser le temps de simulation. La disposition de référence des détecteurs est présentée. Les dimensions des détecteurs sont données pour les éléments individuels et le schéma n'est pas à l'échelle.	67
3.2	Représentation de la diffusion Compton d'un photon dans la caméra Compton. La position du photon initiale est estimée sur le cône Compton ayant une ouverture définie par l'angle de diffusion Compton du photon θ	68
3.3	Distribution de l'ARM pour des photons de 1 MeV détectés dans la caméra Compton. Le dispositif de simulation est celui de référence. La résolution angulaire est donnée comme la largeur à mi-hauteur de cette distribution. La courbe rouge correspond à l'ajustement Voigt réalisé sur la distribution (en bleu).	70
3.4	Volume reconstruit autour du point source d'émission des photons gamma.	71
3.5	Résolution angulaire (FWHM) en fonction de l'énergie des photons incidents pour des simulations avec et sans effet de l'élargissement Doppler dans le diffuseur silicium. Les détecteurs sont supposés parfaits et les simulations sont réalisées dans le dispositif de référence	72
3.6	Résolution angulaire de la caméra (a) et son efficacité (b) en fonction de l'ENC de la chaîne d'acquisition du diffuseur. Résultats pour des énergies de photons gamma de 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. La caméra est dans le dispositif de simulation de référence.	74

3.7	Résolution angulaire en fonction de la résolution spatiale du silicium (a) et du BGO (b). La résolution spatiale du silicium est définie par le <i>pitch</i> entre les pistes du détecteur. Étude pour cinq énergies de photons incidents monoénergétiques : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Les détecteurs sont considérés parfaits hormis la résolution spatiale et l'effet Doppler.	75
3.8	Nombre moyen d'interactions d'un photon dans l'absorbeur (a) et distance moyenne des interactions d'un photon par rapport au centroïde des interactions (b) en fonction de l'énergie des photons incidents. Les détecteurs sont considérés réels.	76
3.9	Résolution angulaire en fonction de l'énergie des photons incidents. Résolution angulaire avec pour le calcul d'angle géométrique soit la position exacte de l'interaction du photon dans l'absorbeur (en profondeur), soit en prenant le centre de l'absorbeur. Les détecteurs sont considérés parfaits et l'élargissement Doppler est appliqué.	77
3.10	Résolution angulaire de la caméra (a) et son efficacité (b) en fonction de l'énergie des photons incidents pour quatre cristaux scintillateurs différents. Une coupure en énergie sur l'énergie collectée par la caméra à $\pm 10\%$ de l'énergie initiale du photon incident est réalisée.	78
3.11	Variation de la résolution angulaire (a) et de l'efficacité de détection de la caméra Compton (b) en fonction de la distance source – 1 ^{er} plan de détecteur silicium. Résultats pour des énergies de photons gamma de 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 1,5 MeV.	79
3.12	Variation de la résolution angulaire (a) et de l'efficacité de détection de la caméra Compton (b) en fonction de la distance diffuseur – absorbeur. Résultats pour des énergies de photons gamma : 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV.	80
3.13	Variation de la résolution angulaire (a) et de l'efficacité de détection de la caméra Compton (b) en fonction de la distance diffuseur – absorbeur. Résultats pour des énergies de photons gamma de 100 keV, 300 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Comparé à la figure 3.12, les détecteurs sont réalistes avec les résolutions en énergie et spatiales appliquées.	81
3.14	Influence de l'effet Doppler, de l'ENC et de détecteurs réels sur la résolution angulaire et l'efficacité de la caméra Compton en fonction de l'énergie des photons incidents.	82
3.15	Évolution de la résolution spatiale (FWHM) en fonction du numéro de l'itération de l'algorithme pour différentes énergies de photons incidents.	83
3.16	Reconstructions 2D de la position de la source pour le plan (x,y) (a) parallèle à la caméra et le plan perpendiculaire (y,z) (c). Les profils associés sont les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y (b) et sur l'axe z (d). Les résultats correspondent à 15 itérations pour des photons monoénergétiques de 100 keV.	84
3.17	Reconstructions 2D de la position de la source pour le plan (x,y) (a) parallèle à la caméra et le plan perpendiculaire (y,z) (c). Les profils associés sont les projections des événements reconstruits de tout le volume sur l'axe y (b) et sur l'axe z (d). Les résultats correspondent à 15 itérations pour des photons monoénergétiques de 1 MeV.	85
4.1	Schéma simplifié de la collection de charges dans un détecteur silicium double face (DSSD) après le passage d'une particule chargée dans le volume sensible. Les trous sont collectés sur le côté P et les électrons sur le côté N. Dans le cas de la caméra Compton, il y a 64 pistes sur chacune des faces et l'épaisseur de silicium est de 2 mm.	91
4.2	À gauche se trouve une photo du <i>bonding</i> réalisé entre les pistes du détecteur silicium et la carte mezzanine PCB supportant le détecteur. Les pistes du silicium se trouvent à droite et les plots d'accueil sur le PCB se trouvent à gauche. Les anneaux de garde se situent en dessous des <i>bondings</i> . Une photo du détecteur silicium sur sa carte support et une carte test pour la mesure de courant de fuite est présentée.	92
4.3	Schéma de la chaîne d'acquisition du diffuseur pour 8 pistes de lecture. Les signaux en sortie du détecteur silicium sont traités par un ASIC, un ADC et un FPGA. Les informations sont ensuite envoyées vers le μ -TCA avec un FPGA dédié à cette tâche.	93
4.4	Photo de la carte d'acquisition DAQ avec un détecteur silicium connecté. Le détecteur se trouve sur une carte mezzanine connectée voie par voie à la carte DAQ. Autour de cette carte mezzanine se situent les ASIC qui sont au nombre de 4 par côté (8 voies par ASIC). Se situent ensuite pour la partie numérique les ADC (un par ASIC), les deux FPGA qui permettent de traiter les données et un troisième FPGA qui les envoie à l'acquisition par l'intermédiaire d'une fibre optique.	93

4.5	Diagramme représentant le fonctionnement de l'ASIC. Chaque voie possède une architecture similaire. Le même ASIC est utilisé pour les pistes N et P grâce à un bit de sélection (électron ou trou en entrée). Le seuil du comparateur est réglable par une interface utilisateur [M. Dahoumane, 2014].	94
4.6	Photo de la carte de test avec le détecteur silicium connecté sur son PCB support. La partie gauche de la carte de test permet de sélectionner les pistes P et la partie basse de la carte sélectionne les pistes N. Cette carte est mise dans une enceinte thermique pour les mesures en température et les appareils de mesure se situent à proximité de l'enceinte.	96
4.7	La figure de gauche donne le courant de fuite mesuré à température ambiante pour chacune des 128 pistes du détecteur. La figure de droite donne le courant de fuite de la piste 43 (côté P) en fonction de la température : de -40°C à $+50^{\circ}\text{C}$. La courbe du comportement théorique du courant de fuite est également donnée (équation 4.1) ce qui permet de vérifier la bonne adéquation mesures / théorie. La piste 43 a été choisie, car elle présente un comportement représentatif des autres pistes à température ambiante.	97
4.8	Schéma du détecteur silicium et de la chaîne d'acquisition analogique (ASIC). La résistance de polarisation est repérée par R_b , la capacité de découplage par C_b , la capacité du détecteur par C_d , la résistance et la capacité de contre réaction du préamplificateur de charges par respectivement R_f et C_f . Pour les mesures de courant de fuite, la capacité de découplage C_b est retirée et remplacée par une résistance.	98
4.9	Schéma du dispositif de mesure de courant de fuite automatisée à l'aide de relais mécaniques, d'appareils de mesure pilotables et d'un microprocesseur.	101
4.10	Photo du détecteur silicium sur son PCB support et le tout connecté à la carte test (a). Les relais mécaniques sont reliés à la carte de test par des câbles <i>jumper</i> . Les relais sont au nombre de 8 sur une carte support et il y a 4 cartes mises ensemble par côté du détecteur. La photo de droite donne une vue d'ensemble du dispositif expérimental avec l'enceinte thermique où se trouve le détecteur silicium, les appareils de mesures, le Raspberry Pi et l'ordinateur d'acquisition.	102
4.11	Courants de fuite des pistes P et N des détecteurs D10(a), D14(b), D15(c) et D18(d). Mesures réalisées à $+25^{\circ}\text{C}$ et -40°C dans une enceinte thermique avec une stabilisation d'une heure avant chaque température.	103
4.12	Courants de fuite des pistes P pour les détecteurs D08(a) et D13(b). Mesures pour des températures de $+40^{\circ}\text{C}$ et -40°C dans une enceinte thermique avec une stabilisation d'une heure avant chaque température.	104
4.13	Les figures (a) et (c) donnent les courants de fuite en fonction de la température pour les pistes P32 et N32 ayant un comportement normal. Les figures (b) et (d) montrent les courants de fuite en fonction de la température pour des pistes défaillantes : P9 et N45. Les courbes bleues donnent l'allure théorique des courants de fuite. Les courants de fuite mesurés lors de la remontée en température sont mis en rouge.	105
4.14	Courants de fuite pour la piste N32 des quatre plans de détecteur silicium (D10(a), D14(b), D15(c), D18(d)) en fonction du temps pour des cycles en température. Une temporisation d'une heure est effectuée à $+25^{\circ}\text{C}$ puis une temporisation d'une heure à -20°C sans passer par des températures intermédiaires. Pour chaque palier en température, quatre mesures sont effectuées avec une attente de 20 minutes entre chaque mesure.	106
4.15	Schéma de la chaîne d'acquisition utilisée pour caractériser le détecteur silicium. La partie concernant le scintillateur LaBr_3 et la partie de câblage de la coïncidence entre les deux détecteurs ne sont pas explicitées ici.	107
4.16	Photo du dispositif expérimental. La carte de test avec l'ASIC en son centre est vue au premier plan. Le silicium se trouve dans la boîte en aluminium et les signaux des 8 pistes P arrivent sur la carte de test. Huit signaux analogiques avec une mise en forme longue (de l'ordre de la microseconde) ressortent de la carte et vont directement dans un module ADC pour obtenir l'énergie déposée. Huit signaux analogiques ressortent également avec un temps de mise en forme très rapide pour faire le trigger et l'information temporelle (TDC). La source est quant à elle positionnée sur la boîte en aluminium au niveau du silicium et du LaBr_3 . Les deux détecteurs sont placés à 180 degrés afin de détecter en coïncidence les deux photons de 511 keV émis.	108

4.17	Spectre TDC des pistes P3 et N4. Les figures (a) et (c) donnent les spectres TDC des pistes P3 et N4 sans correction appliquée. Les figures (b) et (d) présentent les spectres de ces mêmes pistes, mais avec la correction du <i>time walk</i> appliquée. Un ajustement Voigt (courbe rouge) est appliqué à chaque spectre pour calculer la résolution temporelle des pistes.	109
4.18	Spectre en énergie de la piste P2. Spectre obtenu avec une source de Co-57. Le pic photoélectrique présent sur le spectre est celui des photons de 122 keV.	110
4.19	Photo de l'enceinte thermique vide permettant de dissiper 400 W thermiques à -20°C (a). La photo de droite (b) montre une carte DAQ fixée sur un support coulissant permettant de maintenir et de positionner les cartes DAQ dans l'enceinte thermique.	111
4.20	Photo de la carte DAQ pour l'hodoscope. L'emplacement du photomultiplicateur multi-anodes peut être distingué sur la carte (4 connecteurs de 16 voies chacun) ainsi que les deux ASIC et les connecteurs pour la fibre optique.	113
4.21	Photo du banc de test mis en place à l'IPNL pour la calibration des PM multi-anodes. La source lumineuse (DEL) est déplacée au-dessus du PM multi-anodes grâce à des moteurs pas à pas pilotés par une application Labview.	114
4.22	Photo de l'hodoscope final (a) 2×128 fibres scintillantes. Les fibres claires sortent des quatre côtés de l'hodoscope et sont connectées aux PM 64 voies. Il y a 8 PM, pour un total de 512 fibres claires lues. La figure (b) donne la modélisation 3D de la structure mécanique en cours d'étude dans le service de mécanique de l'IPNL. L'hodoscope est situé en bas à gauche sur la modélisation et les cartes d'acquisitions se situent en haut et à droite de l'hodoscope. Les cartes sont disposées deux par deux et dos à dos pour optimiser la place.	115
4.23	Photo d'un bloc scintillateur de BGO (a). La matrice de 8×8 pixels formée par les stries dans le scintillateur peut être facilement distinguée. La photo de droite (b) montre le bloc scintillateur couplé par collage au système d'amplification du signal, composé de 4 tubes photomultiplicateurs, avant le reconditionnement et le ré-appariement des PM.	116
4.24	Description des différentes parties d'une carte ASM (a). Diagramme de fonctionnement d'une voie de lecture sur la carte ASM (b). Les deux fonctions sont répétées 24 fois sur une carte ASM. Photo et schéma issus d'une présentation de M. Magne lors du <i>Fast Timing Workshop</i> (13 mars 2014 au LPC Clermont-Ferrand).	117
4.25	Vue latérale (a) et vue générale arrière (b) de la structure mécanique développée pour l'absorbeur. Les blocs de BGO ne sont pas représentés sur la figure de gauche et les PM ne sont pas affichés sur la figure de droite. Les cartes de pont diviseur sont affichées quant à elles en vert. Vues fournies par le service mécanique du LPC Clermont-Ferrand.	117
4.26	La figure (a) donne le spectre TDC issu d'un bloc BGO. La figure (b) est la reconstruction 2D des positions d'interaction des photons dans le BGO avec des unités arbitraires. On retrouve les pixels dessinés par les stries dans le bloc scintillateur. Résultats obtenus un faisceau d'ions carbone de 95 MeV/n irradiant une cible en PMMA au GANIL. La figure (c) est le spectre en énergie obtenu avec un bloc BGO pour des photons monoénergétiques de 667 keV (source de Cs-137).	119
4.27	(a) Table de positionnement abaissée au maximum. (b) Table en position haute maximale. Le premier des axes de translation est visible sur la table.	121
4.28	(a) Axes de translation 2, 3 et 4 comme décrit précédemment. (b) Table de positionnement avec le système d'axes de translation installé.	121
4.29	Modélisation de la caméra Compton avec l'ensemble des développements mécaniques intégrés. Le diffuseur est modélisé en A, l'absorbeur est modélisé en B et la table de positionnement avec les axes de translation sont modélisés en C.	122
4.30	La figure de gauche est une photo de la carte AMC40. Les données des cartes DAQ arrivent depuis la droite via des liens optiques et un câble gigabit ethernet ressort sur la gauche vers le PC d'acquisition. Cette carte AMC40 va se connecter dans un <i>crate</i> μ -TCA (figure de droite).	123

4.31	Diagramme décrivant les différentes étapes lors de la détection d'un événement dans l'absorbeur. Étape 1 : envoi du signal comparateur d'une carte ASM de l'absorbeur vers la carte blonde (génération d'un pré-trigger). Étape 2 : envoi du pré-trigger vers les cartes DAQ silicium via la carte AMC. Étape 3 : si coïncidence entre l'absorbeur et un plan de silicium, génération d'un signal trigger et envoi de ce signal à la carte AMC40. Étape 4 : envoi du signal trigger à l'ensemble des cartes DAQ. Étape 5 : envoi des données associées au <i>time stamp</i> du trigger de chacune des cartes DAQ de la caméra. Les données sont ensuite stockées sur la carte AMC40 avant d'être envoyées vers le PC d'acquisition. Il est indiqué 10 cartes DAQ silicium, car il est envisageable de rajouter 3 détecteurs silicium.	124
4.32	Formats des données envoyées par les plans de détecteur silicium.	126
4.33	Format des données envoyées par l'absorbeur.	127
4.34	Format des données envoyées par l'hodoscope.	127
5.1	Représentation du GANIL avec sa partie accélération des ions (C01 et C02) et sa partie salles d'expérimentation. La salle d'expérience utilisée est située tout en haut à gauche du centre (à côté de l'expérience SPEG). Source http://www.ganil-spiral2.eu	135
5.2	Chronogrammes expliquant le fonctionnement du <i>reset</i> analogique de chacune des pistes de lecture du diffuseur. Les cas 1, 2, 3 et 4 décrivent les différentes possibilités de fonctionnement. Le cas 2 est le cas souhaité, car il permet d'avoir le maximum du signal analogique et d'optimiser le taux de comptage. La photo de droite est une capture d'écran de l'oscilloscope montrant la détection d'une particule sur une piste P et une piste N en coïncidence. Le signal rouge correspond au signal analogique rapide de sortie de l'ASIC V1. Le signal jaune correspond au signal analogique d'une piste N (ASIC V1) et le signal bleu au signal analogique sur une piste P (ASIC V2). Le signal bleu est coupé par le <i>reset</i> analogique après le maximum du signal.	137
5.3	Schéma de câblage de la chaîne d'acquisition de la caméra Compton. L'ensemble des 16 voies du diffuseur et des 4 voies de l'absorbeur est lu par l'électronique associée. Deux ASIC permettent la lecture des voies du diffuseur. L'ASIC V1 correspond à la première version développée et l'ASIC V2 correspond à la version finale de celui-ci. Le reste des modules utilisés est de type discret NIM et VME. Le déclenchement de l'acquisition se fait par la détection d'un événement dans l'absorbeur ou le diffuseur.	139
5.4	Schéma du dispositif expérimental mis en place pour la géométrie numéro 1.	140
5.5	Photo du dispositif expérimental mis en place pour la géométrie numéro 1. La lecture de la quasi-totalité des pistes du diffuseur nécessite une logistique importante en termes de câblage.	140
5.6	À gauche, le spectre en énergie de la piste N3. Le pic photoélectrique d'Am-241 (59 keV) et les fronts Compton des photons 1,17 MeV et 1,33 MeV du Co-60 sont retrouvés. Le pic à 3 MeV correspond à la limitation de dynamique du module <i>Fan-In Fan-Out</i> . Le spectre des pistes N sera donc incomplet lors des acquisitions. À droite, le spectre en énergie de la piste P4. La calibration est faite avec une autre acquisition que pour les pistes N avec la source de Cs-137. Le front Compton du pic photoélectrique à 476 keV est également observé.	141
5.7	Spectre en énergie du signal somme de l'absorbeur (<i>BGO sum</i>) pour une source de Cs-137.	142
5.8	Schéma montrant le <i>time walk</i> entre deux signaux arrivant en même temps, mais possédant deux hauteurs d'impulsions différentes. Le <i>threshold</i> correspond au seuil appliqué par le discriminateur.	143
5.9	Modélisation de l'expérience sous Geant4. La distance diffuseur - absorbeur est modifiée pour tenir compte des deux configurations expérimentales de l'expérience.	144
5.10	Spectres en énergie pour la piste N5 (a), la piste P6 (b) et le signal <i>BGO sum</i> (c). Les axes des ordonnées sont en échelle logarithmique. Spectres obtenus pour une acquisition avec la configuration expérimentale 1 et une intensité du faisceau d'ions maximale.	145
5.11	Capture d'écran de l'oscilloscope montrant les signaux analogiques suite à un signal de <i>reset</i> de l'ASIC V2 et suite à la détection d'une particule dans le silicium. Pour la remise à zéro de l'ASIC V2, le signal <i>reset</i> engendre un signal analogique sur les voies énergie des pistes P et N. La détection d'une particule se manifeste par un signal rapide (signal rouge) sur une piste et la génération d'un signal analogique sur une piste N et sur une piste P. Signaux acquis avec une source radioactive de calibration.	146

5.12	Sur la gauche, spectre en énergie de la piste N5 lorsqu'une multiplicité de huit est détectée sur le côté N. Le spectre en énergie s'étend sur toute la gamme en énergie de l'ADC. Sur la droite, histogramme de la multiplicité des pistes N touchées pour une acquisition avec la configuration expérimentale 2 et l'intensité maximale du faisceau.	147
5.13	Spectre en temps en fonction de l'énergie déposée de la piste N5 (figures (a) et (c)) et P5 (figures (b) et (d)). Les spectres (a) et (b) sont sans correction du <i>time walk</i> et les spectres (c) et (d) sont quant à eux corrigés. Une coupure en énergie est effectuée pour les pistes N au niveau des événements dus au <i>reset</i> de l'ASIC V2 des pistes P. Les spectres sont obtenus pour une acquisition avec le faisceau d'ions et la configuration expérimentale 2 à intensité maximale.	148
5.14	Spectre en temps représentant la différence de temps entre la détection d'un événement et l'extraction du faisceau d'ions carbone ou un signal d'auto-stop. Les figures (a) et (b) correspondent respectivement aux pistes N5 et P6. Les figures (c) et (d) représentent les spectres (a) et (b) avec la correction du <i>time walk</i> . Aucune coupure en énergie n'est effectuée. Les spectres sont acquis avec le faisceau d'ions carbone à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 2. . .	150
5.15	Spectre en temps du signal <i>BGO sum</i> . Aucune coupure en énergie n'est effectuée. Le spectre est acquis avec le faisceau d'ions carbone à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 2.	151
5.16	Histogrammes (a) et (c) représentent la dispersion de la collection des charges sur la même face du diffuseur. Histogrammes (b) et (d) représentent la distribution de la collection des charges entre les pistes P et N pour un dépôt d'énergie. Le nombre de pistes touchées est indiqué par le code couleur. Résultats obtenus avec le nombre de <i>start</i> dans un même pic gamma prompts du TDC.	152
5.17	Distribution de la distance des dépôts d'énergie à une piste de référence : N1 (a), N4 (b) et N8 (c). Distribution de la distance moyenne des dépôts d'énergie à une piste de référence : N1 (d), N4 (e) et N8 (f). Les distances sont données en nombre de pistes d'écart.	154
5.18	Distribution de la distance des dépôts d'énergie à une piste de référence : P2 (a), P4 (b) et P7 (c). Distribution de la distance moyenne des dépôts d'énergie à une piste de référence : P2 (d), P4 (e) et P7 (f). Les distances sont données en nombre de pistes d'écart.	155
5.19	Les spectres (a) et (b) représentent l'énergie déposée sur un côté du diffuseur en fonction de l'énergie collectée sur une piste, respectivement N5 et P5. La piste de référence est comprise dans la somme de l'énergie des pistes de la même face. La figure (c) donne la figure (a) en réduisant la somme des pistes N aux pistes adjacentes de la piste N5, c'est-à-dire N4 et N6. La figure (d) donne l'énergie collectée par les pistes P en fonction de l'énergie collectée par la piste N5 lorsque la multiplicité sur la piste N5 est de 1.	157
5.20	Différence de temps entre la détection d'un événement et l'extraction des ions carbone sur la piste N5 (respectivement P5) en fonction de cette différence pour une ou plusieurs pistes de la face opposée, c'est-à-dire les pistes P (respectivement les pistes N). La figure (a) correspond aux résultats pour la piste N5 et la figure (b) pour la piste P5. Les pics de gamma prompts des spectres en temps des pistes du diffuseur sont ajustés à 100 ns pour annihiler les effets des différences de longueur de câbles. Résultats pour la configuration expérimentale 2 et l'intensité du faisceau d'ions maximale.	158

Liste des tableaux

1.1	Les caméras Compton dans le monde pour une application en hadronthérapie. DSSD : <i>Double-Sided Strip Detector</i>	18
1.2	Principaux paramètres, résolution et efficacité des caméras Compton à simple et double diffusion d'après les simulations d'optimisation [Richard, 2012]. « Réel » correspond aux caractéristiques du prototype actuellement en cours de développement.	19
1.3	Radioisotopes utilisés en médecine nucléaire pour des examens TEMP et TEP. Les radioisotopes identifiés comme « TEMP + TEP » décroissent en émettant un (ou plusieurs) photons gamma en plus des deux photons de 511 keV générés après une décroissance β^+ [NuPECC, 2014].	25
1.4	Performances de la caméra Anger <i>Infinia</i> de <i>General Electronics</i> pour les différents types de collimateurs utilisés en fonction de l'énergie des photons incidents. La résolution spatiale du système ne prend pas en compte la reconstruction du point source. La caméra possède deux scintillateurs de NaI(Tl) de $20 \times 20 \times 0,95 \text{ cm}^3$ avec chacun un champ de vue de $54 \times 40 \text{ cm}^2$. Les acronymes utilisés pour le nom des collimateurs signifient : Low Energy General Purpose (LEGP), Low Energy High Resolution (LEHR), Medium Energy General Purpose (MEGP) et High Energy General Purpose (HEGP).	27
1.5	Les caméras Compton dans le monde pour une application en imagerie nucléaire.	28
2.1	Modèles hadroniques utilisés dans les simulations Geant4.	31
2.2	Résolutions spatiales, en énergie et temporelles appliquées aux données de simulation Monte Carlo pour le traitement.	32
2.3	Ensemble des informations appliquées à la modélisation de la structure en temps du faisceau et à la détection des coïncidences entre le diffuseur et l'absorbeur de la caméra Compton. Les temps morts indiqués correspondent à l'empilement des signaux mis en forme.	37
3.1	Caractéristiques intrinsèques des quatre cristaux scintillateurs comparés dans les simulations. Le prototype de caméra Compton est actuellement composé de 100 blocs de cristaux BGO striés.	78
3.2	Influence de chaque paramètre jouant sur la résolution angulaire de la caméra Compton en fonction de l'énergie des photons incidents. Les résultats sont obtenus pour une distance source – diffuseur de 10 cm et pour une distance diffuseur – absorbeur de 15 cm.	82
4.1	Résolution en énergie (FWHM) en fonction de la température du silicium. Plus la température augmente et plus le courant de fuite est important du fait de l'augmentation de l'agitation thermique du semi-conducteur.	99
4.2	Comparaison entre les résultats obtenus par mesure à l'IPNL et ceux fournis par le fournisseur concernant les pistes défaillantes des détecteurs silicium. Le fournisseur ne donne que les mesures des courants de fuite pour les pistes P.	103
4.3	Résolution temporelle des pistes P et N du petit plan de détecteur silicium à température ambiante. Les résultats sont donnés avec et sans application de la correction du <i>time walk</i>	110
4.4	Résolution en énergie pour les pistes P du petit plan de détecteur silicium à température ambiante. Résolution estimée sur le pic à 122 keV du Co-57.	110
4.5	Taux de coïncidences en fonction de l'intensité du faisceau. Le taux de singles BGO correspond au nombre de pré-trigger. Pour rappel, une carte ASM est reliée à 6 blocs BGO.	128
4.6	Flux de données entre les cartes DAQ et le μ -TCA.	129
4.7	Flux de données entre le μ -TCA et le PC d'acquisition.	130
5.1	Comparatif des signaux de sortie en énergie et en temps des deux ASIC. Chaque ASIC donne les deux signaux pour 8 pistes du silicium.	136
5.2	Résolutions en énergie pour les pistes N du diffuseur estimées pour le pic photoélectrique à 59 keV de l'Am-241. Résolution en énergie de l'absorbeur pour le signal <i>BGO sum</i> pour le pic photoélectrique à 661 keV du Cs-137.	142

- 5.3 Résolutions en temps du diffuseur et de l'absorbeur avant et après correction du *time walk*. Les résolutions sont estimées sur le pic de gamma prompts du spectre en temps pour une acquisition avec le faisceau d'ions à intensité maximale et avec la configuration expérimentale 2 149
- 5.4 Taux de comptage seul et en coïncidences sur le diffuseur et l'absorbeur pour la configuration expérimentale 2 à intensité maximale (5×10^7 ions carbone/s). Une coupure en énergie de 50 keV dans le diffuseur et de 200 keV dans l'absorbeur est réalisée. Les pistes du silicium ne sont pas modélisées dans la simulation. 160

Annexes

Document sur le format des données envoyées par les détecteurs de la caméra Compton vers le pc d'acquisition

J.-L. Ley¹, X. Chen¹, D. Dauvergne¹ et Y. Zoccarato¹

¹Université de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CNRS/IN2P3, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, 69622 Villeurbanne ; France

1. Introduction

Ce document a pour objectif de formaliser le format des données envoyées par les différents détecteurs de la caméra Compton vers le pc d'acquisition. Il est ainsi décrit le format de données des plans de silicium pour la partie diffuseur, le format de données des blocs de BGO pour la partie absorbeur et le format de données de l'hodoscope.

2. Généralités

2.1. Informations communes aux trois détecteurs.

La vitesse du lien optique entre les cartes Front End et le μ -TCA est de 3.0 Gbit/s (à confirmer). La fréquence pour le transceiver est de 150 MHz. Tous les TDC présents sur les cartes Front End doivent avoir la même horloge synchronisée. La fréquence de l'horloge est de 40 MHz et est distribuée par un lien externe sur toutes les cartes Front End.

Les informations qui seront en en-tête de chaque paquet sont :

- N° Front End (8 bits)
- N° Trigger (24 bits)
- N° Mode (8 bits)

2.1.1. Le numéro de Front End

Le numéro de Front End permet d'identifier chaque carte d'acquisition des détecteurs. Il est défini en hard sur les cartes par le moyen d'un switch (ou d'une roue codeuse) et est transmis dans les paquets de données.

La numérotation est arbitraire et est recensée ci-dessous dans le tableau 1.

2.1.2. Le pré-trigger et le trigger

Le numéro de trigger permet d'identifier les événements pour lesquels une coïncidence

TABLE 1: Numéro de Front End associé à chaque carte d'acquisition.

Numéro de Front End	Carte d'acquisition associée
0	Tous les détecteurs
1	Silicium 1
2	Silicium 2
3	Silicium 3
4	Silicium 4
5	Silicium 5
6	Silicium 6
7	Silicium 7
8	Silicium 8
9	Silicium 9
10	Silicium 10
11	ASM 1
12	ASM 2
13	ASM 3
14	ASM 4
15	ASM 5
16	ASM 6
17	ASM 7
18	ASM 8
19	ASM 9
20	ASM 10
21	ASM 11
22	ASM 12
23	ASM 13
24	ASM 14
25	ASM 15
26	ASM 16
27	Hodoscope 1
28	Hodoscope 2
29	Hodoscope 3
30	Hodoscope 4
31	Hodoscope 5
32	Hodoscope 6
33	Hodoscope 7
34	Hodoscope 8
99	μ -TCA

a été détectée entre un bloc BGO et un plan de silicium. La carte blonde permet de générer le signal pré-trigger qui sera envoyé à tous les plans de silicium. Si un des plans d'acquisition silicium possède un événement pour le time stamp associé au pré-trigger, la carte silicium génère un signal de trigger qui est alors distribué à l'ensemble des plans de silicium, des cartes ASM (via l'intermédiaire de la carte blonde) ainsi qu'à l'hodoscope. Ce trigger valide l'envoi du paquet de données de chaque détecteur vers le système μ -TCA. Pour une coïncidence détectée, l'ensemble des informations récoltées aura le même numéro de trigger. Le trigger permet d'associer les événements ensemble au niveau du pc d'acquisition et de l'eventbuilder. La figure 1 reprend le processus de génération du trigger.

À noter que, chaque carte d'acquisition (hodoscope, silicium ou absorbeur) envoie les données vers le système μ -TCA de manière indépendante.

Pourquoi 24 bits ?

Le numéro de pré-trigger est généré via une horloge se trouvant sur la carte blonde. En partant sur une incrémentation du numéro de trigger toutes les nanosecondes, la remise à zéro du trigger se fera toutes les $1\text{ns} \times 2^{24} = 16,78\text{ ms}$. Ce temps est important pour la reconstruction des événements et pour réussir à les associer sans confusion au niveau de l'eventbuilder. En effet, si plusieurs événements ont le même numéro de trigger, il sera impossible de les associer en respectant la chronologie des événements. Les événements seraient alors perdus. Il faut vérifier que 16,78 ms suffisent pour reconstruire les informations d'un même événement avant que le trigger ne se réinitialise.

2.1.3. Le numéro de mode

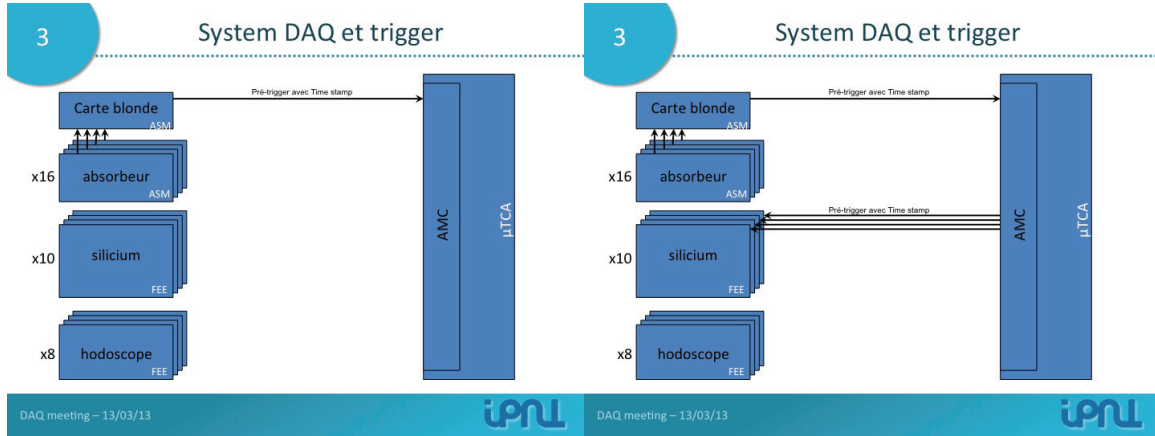
Pour chaque détecteur, différents modes sont possibles en fonction de l'utilisation de la caméra Compton. Pour chaque détecteur, au moins deux modes existent : un mode optimal qui représente le fonctionnement final de la caméra et un mode test qui permet d'acquérir plus d'informations brutes. Chaque mode ayant un format de données différent, il est important de savoir quel type de donnée est transféré vers le pc d'acquisition. La taille des paquets de données va varier en fonction du mode choisi. Par ailleurs, le mode sera défini avant le début de l'acquisition.

La numérotation des modes est la suivante :

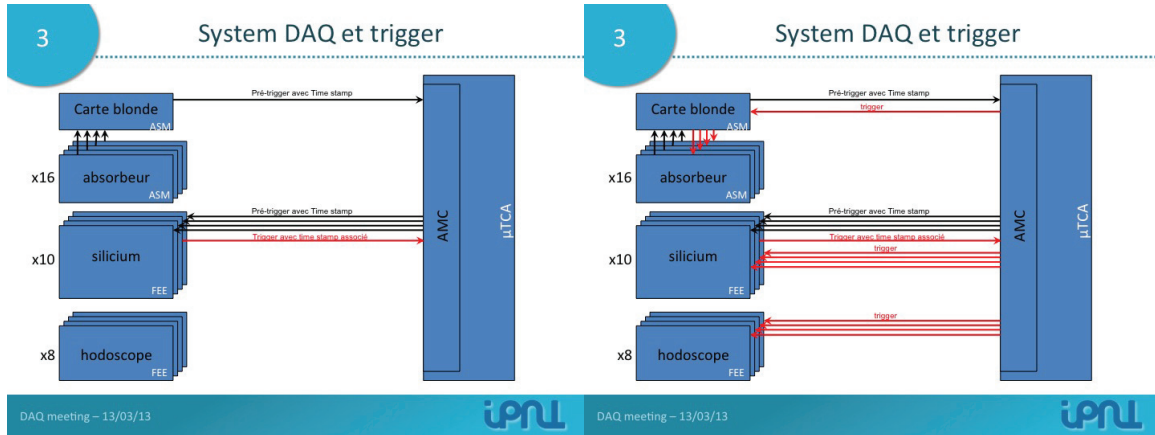
- N° Mode = 1 : 1^{re} possibilité silicium
- N° Mode = 2 : 2^{me} possibilité silicium
- N° Mode = 3 : 3^{me} possibilité silicium
- N° Mode = 4 : 4^{me} possibilité silicium
- N° Mode = 5 : 1^{re} possibilité BGO
- N° Mode = 6 : 2^{me} possibilité BGO
- N° Mode = 7 : 1^{re} possibilité hodoscope
- N° Mode = 8 : 2^{me} possibilité hodoscope

FIGURE 1: Processus de génération du trigger et diffusion aux différents détecteurs.

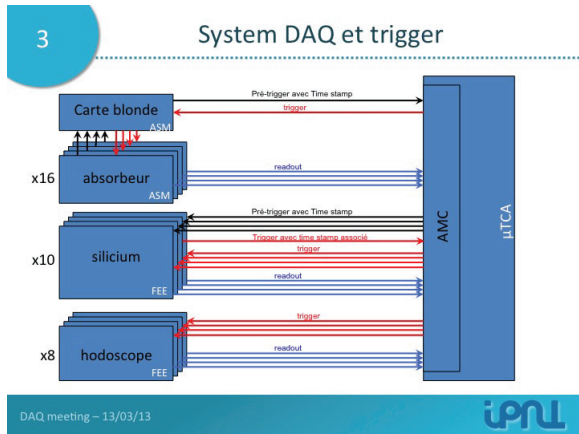
(a) Génération du pré-trigger dans la carte blonde. (b) Envoi du pré-trigger vers les 10 cartes silicium.



(c) Génération du trigger par une des cartes (d) Distribution du trigger à l'ensemble des détecteurs.



(e) Envoi des données par les détecteurs vers le système μ -TCA.



3. Format des données de type physique

3.1. Format des données envoyé par les plans de silicium

Pour le silicium, quatre différents formats ont été identifiés comme utiles pour l'analyse des événements détectés (figure 2). Il est possible de regrouper les modes 1 et 3 ainsi que les modes 2 et 4. La différence entre ces deux groupements est que dans un cas, la charge est directement calculée sur la carte d'acquisition via la sortie slow shaper et un ASIC (mode 1 et 3) et que dans l'autre cas, il est envoyé un échantillonnage du signal de la sortie pré-amplificateur de l'ASIC (mode 2 et 4). Le nombre d'échantillons dans le deuxième cas est variable et chaque échantillon dure 10 ns. Le nombre d'échantillons est enregistré dans un registre (voir tableau 9 p.14).

Modes 1 et 3

Dans le mode 1 et 3, le numéro de chacune des strips détectant la particule est enregistré et, avec lui, les informations de charge et de temps. Cette solution permet d'avoir l'ensemble des informations disponibles et de calculer, en post traitement, la position de l'interaction de la particule. Le fait de savoir combien de strips sont touchées informe sur la dispersion du signal entre la strip principale et les strips adjacentes.

Modes 2 et 4

Pour les modes 2 et 4, la position de l'interaction est calculée sur la carte d'acquisition directement via un calcul barycentrique. Le nombre de strips n'est ainsi pas enregistré.

FIGURE 2: Formats des données envoyé par les plans de silicium.

Silicium :

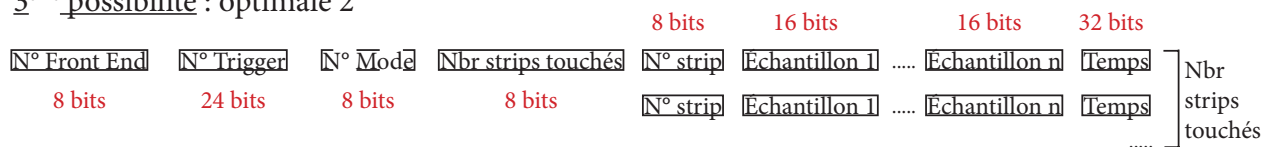
1^{ère} possibilité : optimal



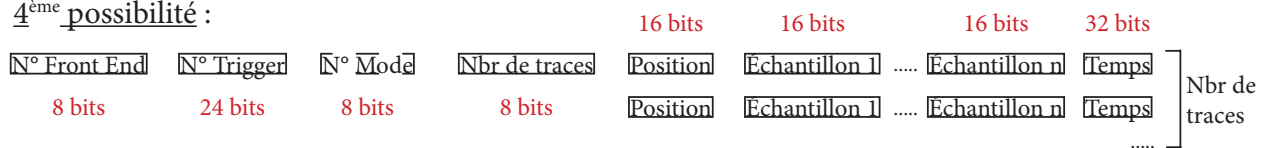
2^{ème} possibilité :



3^{ème} possibilité : optimale 2



4^{ème} possibilité :



3.2. Format des données envoyé par l'absorbeur

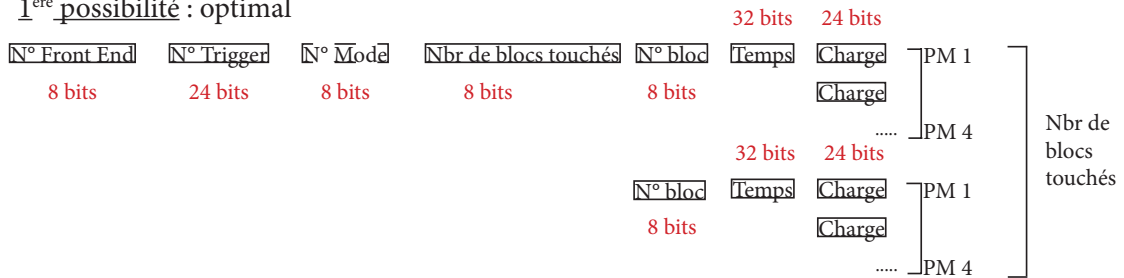
Les 96 blocs de BGO sont lus par les cartes d'acquisition ASM. Chaque carte possède 24 entrées (signal PM), ce qui correspond à 6 blocs de BGO. Il y a deux formats possibles pour les données issues de l'absorbeur : soit la charge et le temps sont directement calculés sur la carte ASM, soit les signaux PM sont collectés échantillonnés (figure 3). La charge et le temps sont alors calculés en post traitement. Ce dernier mode sera utilisé en mode de test à faible intensité.

Chaque évènement détecté devrait induire un signal sur les 4 PMs d'un même bloc. Le nombre d'échantillons est enregistré dans un registre (voir tableau 9 p.14).

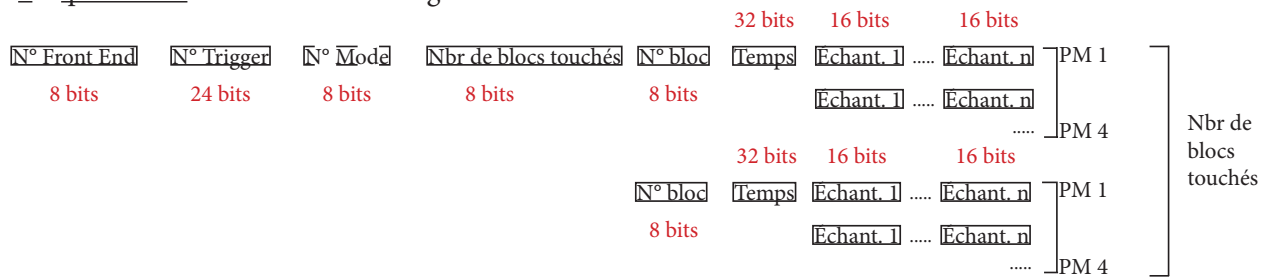
FIGURE 3: Format des données envoyé par l'absorbeur.

BGO :

1^{ère} possibilité : optimal



2^{ème} possibilité : avec échantillonnage



3.3. Format des données envoyé par l'hodoscope

L'hodoscope possède 2 x 128 fibres scintillantes. Chacune de ces fibres est lue à ses deux extrémités par des fibres claires. Il y a donc 512 signaux émanant de l'hodoscope. Ces 512 signaux sont répartis sur 8 PMs multianodes H8500 de 64 voies chacun. Une carte d'acquisition est dédiée à chaque PM où se trouvent deux ASICs (32 voies) ainsi qu'un FPGA.

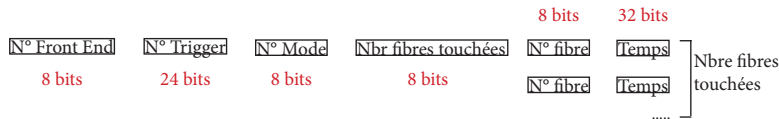
En utilisation optimale (1^{re} possibilité), les seules informations utiles sont le temps et le numéro des fibres touchées (la position). La prise de temps atteignable par les ASICs est de 10 ns. Si deux particules arrivent à moins de 10 ns d'intervalle sur les fibres reliées à un même PM, elles ne seront pas distinguables.

En mode test, il est possible de mesurer la charge déposée dans les fibres scintillantes. Ce mode pourra être utilisé pour déterminer le vieillissement des fibres scintillantes. Cependant, il n'y a qu'une voie sur chaque ASIC qui peut mesurer la charge (1 parmi 32). Ainsi, seules deux voies par PM pourront lire la charge des fibres scintillantes en même temps. Le numéro des voies d'ASIC mesurant la charge est indiqué par "N° Fibre charge 1" et "N° Fibre charge 2".

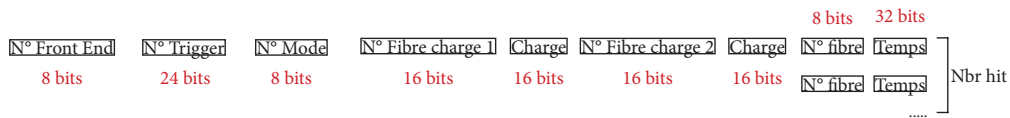
FIGURE 4: Format des données envoyé par l'hodoscope.

Hodoscope :

1^{ère} possibilité : mode optimal



2^{ème} possibilité : mode test



4. Format des données de type slow control, trigger, monitoring

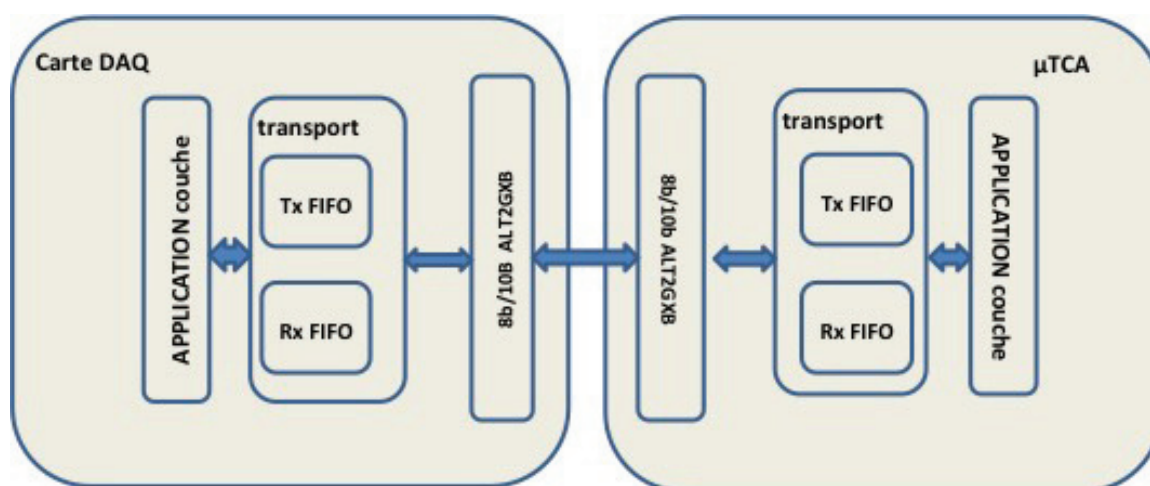
Écrit par X. Chen et Y. Zoccarato.

4.1. Architecture de communication

L'architecture de chaque Endpoint se forme en trois couches :

- couche application
- couche mac (ou couche transport)/ paquet processeur
- couche physique

FIGURE 5: Architecture des échanges entre les cartes DAQ et le μ -TCA.



4.2. Protocole de transport et paquet processeur

4.2.1. Définitions

Quelques définitions pour mieux comprendre la suite du document :

- octet : 8bits
- mot : 16 bits
- K : octet de contrôle
- D : octet de données
- cargo : groupe de données
- terminaison : fin du paquet
- CRC : cyclic redundancy code

Le CRC permet de détecter les erreurs de transmission ou de transfert des données. En pratique, il a besoin d'un algorithme spécial comme par exemple : CRC-16 : $X_{16} + X_{15} + X_2 + 1$. Dans le protocole présent, Xiushan propose une « parité pattern de 16 bits ».

La couche transport est une couche qui assure le bon échange de paquets entre deux terminaux via l'encapsulation des données. Les données viennent de la couche application et sont transmises sur la couche physique.

4.2.2. Encapsulation

L'encapsulation de couche transport est réalisée par l'ajout du start de paquet, le bit parité, le pattern de parité de 16 bits et le bit fin de paquet etc. Les données transmises par la couche physique sont codées en 8bits/10bits. Cet encodage permet l'extraction de l'horloge à partir du flux de données au moment de la réception.

4.2.3. Le format des paquets

Le format de tous les paquets est le même. Il commence par un octet de contrôle suivi de cargos à envoyer. La terminaison du paquet dépend de la parité du cargo. Si le nombre d'octets du cargo est paire, le paquet doit se terminer par K.28.6.

TABLE 2: Paquet avec un cargo ayant un nombre paire d'octets.

Item	Début de paquet	Cargo	Fin de paquet
1	Un octet de K-caractères	de 0 à nbr de D-caractères	K.28.6

Si le nombre d'octets du cargo est impaire, il n'y a pas de terminaison.

TABLE 3: Paquet avec un cargo ayant un nombre impaire d'octets.

Item	Début de paquet	Cargo	Fin de paquet
1	Un octet de K-caractères	de 0 à nbr de D-caractères	Le commencement d'un nouveau paquet

Remarques :

- Paquet SYN est un paquet spécial qui commence par K.28.6 et se termine par K.28.5. Il y a juste ces 2 mots (16 bits). Il permet au récepteur de repérer le début et la fin des octets transmis en série afin de reconstruire les données parallèles "proprement". La vitesse de synchronisation est de 44 fois par seconde (donnée de Carlos Abellan).
- On a la possibilité de supprimer l'octet de contrôle en début de paquet afin d'optimiser la bande passante (à étudier).

4.2.4. Octets de contrôle *K* disponibles

Le tableau ci-dessous liste tous les octets de contrôle *K* disponibles (selon le document de Carlos Abellan).

TABLE 4: Définition des octets *K*.

Item	Nom	Contrôle code	Remarque
1	K.28.0	0x1C	Accusé de réception
2	K.28.1	0x3C	Demande d'écriture des registres
3	K.28.2	0x5C	Demande de lecture des registres
4	K.28.3	0x7C	Commande spéciale
5	K.28.4	0x9C	Monitoring
6	K.28.5	0xBC	Synchronisation par défaut
7	K.28.6	0xDC	IDLE (par défaut) et fin de paquet
8	K.28.7	0xFC	Pré-trigger
9	K.23.7	0xF7	Trigger
10	K.27.7	0xFB	
11	K.29.7	0xFD	
12	K.30.7	0xFE	Données physiques

4.3. Couche transport

4.3.1. Paquet de contrôle

Ce type de paquets sert au contrôle du lien et au contrôle/commande.

- Pour le contrôle du lien, il y a 2 types de paquets : paquet synchronisation et paquet IDLE.
- Pour le contrôle/commande : configuration des registres et programmation dynamique des FPGAs, monitoring et autres commandes.

Octets de contrôle utilisés pour le contrôle :

TABLE 5: Définition des octets K pour le contrôle.

Item	Nom	Contrôle code	Remarque
1	K.28.0	0x1C	Accusé de réception
2	K.28.1	0x3C	Demande d'écriture des registres
3	K.28.2	0x5C	Demande de lecture des registres
4	K.28.3	0x7C	Commande spéciale
5	K.28.4	0x9C	Monitoring
6	K.28.5	0xBC	Synchronisation
7	K.28.6	0xDC	IDLE (par défaut) et fin de paquet

Paquet d'accusé de réception (*cartes Front End* $\rightarrow \mu$ -TCA)

Ce paquet émanant de la carte DAQ est conçu comme accusé de réception en mode générique. Si certains champs n'existent pas, il faut les mettre à zéro.

- Si 0 = ok
- Si 1 = problème

TABLE 6: Définition du paquet accusé de réception.

Mot	1 ^{er} octet	2 ^{eme} octet							
1	K.28.0	7b	6b	5b	4b	3b	2b	1b	0b
		0	Pb nu- méro Front End	Pb avec @ dé- but	Pb avec @ fin	CRC pro- blème	Pb avec le nb de mots reçus	Pb avec le bit de pa- rité de l'oc- tet 2	bit de parité du paquet "accusé de réception"
2	Numéro Front End								

4.3.2. Paquet utilisé pour la configuration

Process d'écriture en registre (μ -TCA \rightarrow cartes Front End)

Ce processus commence par l'émission d'un paquet de demande d'écriture des registres par le μ -TCA. Le processus se termine par l'envoi d'un paquet "accusé de réception" par le récepteur. Ci-après le format du paquet de demande d'écriture en registre.

TABLE 7: Paquet de demande d'écriture des registres.

Mot	1 ^{er} octet	2 ^{eme} octet	Remarque
1	K.28.1	Numéro Front End + 1 bit de parité	N/A
2	2 octets du nombre de mots de données à écrire		La longueur est basée en mots : max $2^{16} - 1 = 65535$ mots
3	L'adresse du registre		Adresse de début de l'écriture
4..N+3	Données à écrire		0000 0000
N+4	CRC qui est fait par le « xor » de tous les bits dans les mêmes positions du mot 2 au mot (N+3)		/

Process de lecture en registre (μ -TCA \rightarrow cartes Front End)

Le processus commence par l'émission d'un paquet de demande de lecture des registres par le μ -TCA (Table 8). La carte retourne ensuite soit le "paquet de mesure" (Table 10) si la commande est correcte, soit le paquet d'accusé de réception si la commande est fausse.

Au démarrage du slow control, demande de lecture des adresses physiques des cartes Front End à l'adresse 0 (Table 9) .

TABLE 8: Paquet de demande de lecture des registres. (μ -TCA \rightarrow cartes Front End)

Mot	1 ^{er} octet	2 ^{eme} octet	Remarque
1	K.28.2	Numéro Front End + 1 bit de parité	N/A
2	2 octets du nombre de mots de données à lire		La longueur est basée en mots : max $2^{16} - 1 = 65535$ mots
3	L'adresse de la 1 ^{ere} donnée à lire		Adresse de début de lecture
4	CRC qui est fait par le « xor » de tous les bits dans les mêmes positions du mot 2 au mot 3		/

TABLE 9: Deux registres spéciaux (μ -TCA \rightarrow cartes Front End)

Adresse registre	Détail	Remarque
0	Numéro du Front End	Ne peut être écrit : juste lecture du registre. Codé en hard sur la carte DAQ.
1	Définit les différents mode de test (Table 1)	Mode optimal, mode test, mode caméra collimatée, caméra Compton ou test individuel d'un détecteur. Possibilité d'écrire dans le registre.
2	Définit le détecteur testé seul	Diffuseur, absorber, hodoscope.
3	Nombre d'échantillons BGO	Pour les modes tests et un échantillonnage des signaux physiques du BGO.
4	Nombre d'échantillons Si	Pour les modes tests et un échantillonnage des signaux physiques du Si.

TABLE 10: Paquet de mesure. (*cartes Front End* $\rightarrow \mu$ -TCA)

Mot	1 ^{er} octet	2 ^{eme} octet	Remarque
1	K.28.1	Numéro Front End + 1 bit de parité	
2	2 octets du nombre de mots de données à envoyer		La longueur est basée en mots : $2^{16} - 1 = 65535$ mots
3	L'adresse du registre		Adresse de début de l'écriture
4..N+3	Données de lecture		0000 0000
N+4	CRC qui est fait par le « xor » de tous les bits dans les mêmes positions du mot 2 au mot (N+3)		/

4.3.3. Processus de monitoring (cartes Front End $\rightarrow \mu$ -TCA)

En cas d'urgence, par exemple la température d'une carte DAQ dépasse le seuil, la carte DAQ informe le μ -TCA via le paquet «monitoring». Ce type de paquet ne possède pas de paquet d'accusé de réception.

TABLE 11: Paquet de monitoring.

Mot	1^{er} octet	2^{eme} octet	Remarque
1	K.28.4.	Numéro Front End + 1 bit de parité	Le message est défini dans le tableau sui- vant.
2	15 bits de message + 1 bit de parité		Le message est défini dans le tableau sui- vant.

TABLE 12: Exemple de messages spéciaux possible.

[illegible]

4.3.4. Processus de commande spéciale (μ -TCA \rightarrow cartes Front End)

Ce type de commande permet au μ -TCA d'envoyer des commandes spéciales aux cartes de DAQ.

TABLE 13: Paquet pour commande spéciale.

Mot	1 ^{er} octet	2 ^{eme} octet
1	K.28.3	Numéro Front End + 1 bit de parité
2	15 bits de liste des commandes spéciales + 1 bit de parité	

TABLE 14: Exemple de commandes spéciales possible.

Item	Nom de la commande	Bit[15..1] du 2 ^{eme} mot	Remarque
1	Reset système	"0000 0000 0001 001"	Pas de paquet d'accusé de réception
2	Reset compteur	"0000 0000 0001 000"	Besoin d'un paquet d'accusé de réception
3	Start run	"0000 0000 0000 100"	Besoin d'un paquet d'accusé de réception
4	Stop run	"0000 0000 0000 101"	Besoin d'un paquet d'accusé de réception
5	Configuration dynamique FPGA	"0000 0000 0000 010"	Besoin d'un paquet d'accusé de réception
6	Véto	"0000 0000 0000 011"	Exemple : carte μ -TCA ne pouvant plus recevoir de données. Besoin d'un paquet d'accusé de réception

Il faudrait avoir une banque de registres commune à tous les détecteurs qui contient les modes de fonctionnement : caméra Compton/caméra collimatée, mode test/optimal, etc.

4.4. Paquet de données utiles (cartes Front End $\rightarrow \mu$ -TCA)

Par paquet de données utiles, on entend le paquet pré-trigger, le paquet trigger et le paquet de donnée physique.

Pour les paquets de données utiles, il n'y a pas d'accusé de réception.

TABLE 15: Octets de contrôle utilisés pour le pré-trigger, le trigger et les données physique.

Item	Nom	Code contrôle	Remarque
1	K.28.7	0xFC	Le pré-trigger est généré par la carte blonde puis est envoyé au μ -TCA qui le distribue aux cartes silicium.
2	K.23.7	0xF7	Le trigger est généré par une carte silicium et est envoyé au μ -TCA qui le distribue à toutes les cartes DAQs.
5	K.30.7	0xFE	La carte DAQ envoie les données.

Format du pré-trigger

Ce paquet émane de la carte blonde vers le μ -TCA. Le μ -TCA distribue ensuite ce paquet à toutes les cartes DAQ silicium.

TABLE 16: Paquet pré-trigger.

Item	1 ^{er} octet	2 ^{eme} - 4 ^{eme} octet
1	K.28.7	24 bits de numéro trigger

Format du trigger

Ce paquet est retourné au μ -TCA si la carte DAQ silicium a trouvé des traces en coïncidence après avoir reçu le paquet pré-trigger. L'envoi du pré-trigger est **prioritaire** sur l'envoi des données. Le μ -TCA redistribue ensuite le trigger à toutes les cartes DAQs (silicium, absorbeur et hodoscope).

TABLE 17: Paquet trigger.

Item	1 ^{er} octet	2 ^{eme} - 4 ^{eme} octet
1	K.23.7	24 bits de numéro trigger

Format du paquet de données physique

Ce paquet est chargé de convoier les données utiles au μ -TCA . Le format des données (cargo) sont définis au chapitre 3.

TABLE 18: Paquet de données physique.

Item	1 ^{er} octet	Cargo	Fin de paquet
1	K.30.7.	De 0 à Nbr-1 mot de D-caractères	K.28.6 ou le commencement d'un nouveau paquet.

5. Débits de données attendus en clinique

5.1. Description des intensités cliniques

En clinique, le nombre d'ions envoyé par seconde est de l'ordre de :

- protons : 10^{10} protons/s
- carbone : 5×10^7 ions carbone/s

Suite à de diverses discussions, tout le monde valide ces chiffres.

La caméra Compton doit pouvoir fonctionner avec l'ensemble des intensités faisceau disponibles dont l'intensité maximale atteignable. C'est pourquoi, le dimensionnement doit être réalisé pour le courant maximal qui est d'environ 3.2 nA (2×10^{10} protons/s) avec le cyclotron C230 d'IBA. Le nombre de protons par seconde est ainsi plus important que celui utilisé en moyenne (10^{10} protons/s).

D'après des simulations Geant4, il sera difficile d'utiliser la caméra Compton à intensité clinique optimale pour un contrôle en ligne. L'explication vient du trop grand nombre d'événements fortuits détectés par la caméra et cela rend impossible la détection du pic de Bragg. Il est proposé de travailler à une intensité réduite en début de traitement afin de réaliser le contrôle et après d'irradier le patient à une intensité clinique optimale. C'est pourquoi, les résultats des taux de coïncidences et des flux de données sont donnés pour une intensité réduite.

5.1.1. Rappel : dimensions des détecteurs et taille de la cible

Taille des détecteurs :

- Diffuseurs silicium : 7 détecteurs silicium de 9 cm de côté (premier détecteur à 20 cm de la ligne de faisceau)
- Absorbeur BGO de 38 cm de côté (à 67 cm de la ligne de faisceau)

Taille de la cible (PMMA) : cylindre de 15 cm de diamètre et 20 cm de long

5.2. Taux de coïncidences

Le tableau 19 ci-dessous résume les différents taux de coïncidences et taux de coups singles (ou pré-trigger) attendus sur les détecteurs en fonction du type d'ions incidents et de l'intensité du faisceau. Je n'ai pas les chiffres pour la caméra collimatée (où juste l'absorbeur et l'hodoscope fonctionneront). L'intensité faisceau dans ce cas devrait être proche de l'intensité clinique et les taux de comptage élevés bien que moindre par rapport à ceux de la caméra Compton dans cette situation.

	Intensité clinique		Intensité réduite		Caméra collimatée	
	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone
Intensité (ions/s)	2×10^{10}	5×10^7	1×10^8	5×10^6	2×10^{10}	5×10^7
Taux de coïncidences par ion incident	9×10^{-4}	8×10^{-4}	9×10^{-4}	8×10^{-4}	/	/
Taux de coïncidences (Hz)	$1,8 \times 10^7$	4×10^4	9×10^4	4×10^3	/	/
Taux de singles BGO (Hz) - 96 blocs	$7,8 \times 10^7$	$1,4 \times 10^6$	$3,9 \times 10^5$	$1,4 \times 10^5$	/	/
Taux de singles BGO (Hz) - 1 bloc	$8,1 \times 10^5$	$1,5 \times 10^4$	4×10^3	$1,5 \times 10^3$	/	/
Taux de singles BGO (Hz) - 1 carte ASM	$6,5 \times 10^6$	$1,2 \times 10^5$	$3,2 \times 10^4$	$1,2 \times 10^4$	/	/

TABLE 19: Taux de coïncidences en fonction de l'intensité faisceau. La taux de singles BGO correspond au nombre de prétrigger. Pour rappel, une carte ASM est reliée à 8 blocs BGO.

Pour une intensité clinique, l'usage de la caméra pour un faisceau de protons est illusoire. Il faudra reculer la caméra pour tomber à 1×10^5 Hz (1^{er} silicium à 1 m du faisceau). Pour un faisceau d'ions carbone de 5×10^7 Hz, le taux de coïncidences estimé est de 4×10^4 Hz, avec en single, $1,4 \times 10^6$ sur l'absorbeur (mesures de taux de coïncidences à HIT extrapolés à la taille d'une caméra réaliste, et une fenêtre de coïncidence de 40 ns, Jochen ANIMMA 2013). Le système n'envoyant des données que lorsqu'une coïncidence est détectée entre l'absorbeur et l'un des siliciums, c'est ce taux de coïncidences qui va donner le débit de données entre le μ -TCA vers l'acquisition PC.

5.3. Flux de données (cartes Front End \rightarrow μ -TCA)

J'ai appliqué le format des données défini au chapitre 3 de ce document pour calculer le flux de données envoyer par chaque carte Front End au μ -TCA. On se place à chaque fois dans le mode optimale de fonctionnement. Pour le BGO, je n'ai pris en compte qu'un bloc dont les 4 PM sont touchés. En ce qui concerne le silicium, il y a deux cas :

- Cas 1 : Un seul plan de silicium touché avec 6 pistes touchées
- Cas 2 : Les 7 plans de silicium sont touchés dont 6 pistes touchées par plan.

En ce qui concerne l'hodoscope, c'est le cas où il y a une fibre de touchée et lue des deux côtés.

L'encapsulation 8bits/10bits est prise en compte dans le calcul des flux.

	Intensité clinique		Intensité réduite	
	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone
Intensité (ions/s)	2×10^{10}	5×10^7	1×10^8	5×10^6
Flux de pré-triggers (Mbits/s)	$2,5 \times 10^3$	47,6	13,3	4,76
Flux de triggers (Mbits/s)	612	1,4	3,1	0,1
Flux de données BGO (Mbits/s) - 96 blocs	$1,7 \times 10^5$	373	873	37,3
Flux de données BGO (Mbits/s)- 1 bloc	$1,7 \times 10^3$	3,88	8,73	0,3
Flux de données BGO (Mbits/s) - 1 carte ASM	$1,4 \times 10^4$	31,1	69,9	3,1
Flux de données Si (Mbits/s) - cas 1	$2,3 \times 10^5$	522	$1,2 \times 10^3$	52,2
Flux de données Si (Mbits/s) - cas 2	$1,6 \times 10^6$	$3,7 \times 10^3$	$8,2 \times 10^3$	366
Flux de données hodoscope (Mbits/s)	$8,1 \times 10^4$	180	404	18

TABLE 20: Flux de données entre les cartes Front End et le μ -TCA.

5.4. Flux de données (μ -TCA \rightarrow PC acquisition)

Il est ici résumé les flux de données transitant du μ -TCA vers le PC d'acquisition. L'encapsulation UDP est prise en compte dans le calcul des flux.

	Intensité clinique		Intensité réduite	
	Protons	Ions carbone	Protons	Ions carbone
Intensité (ions/s)	2×10^{10}	5×10^7	1×10^8	5×10^6
Taux de coïncidences par ion incident	9×10^{-4}	8×10^{-4}	9×10^{-4}	8×10^{-4}
Taux de coïncidences (Hz)	$1,8 \times 10^7$	4×10^4	9×10^4	4×10^3
Flux de données (Mbits/s) - cas 1	$2,2 \times 10^4$	46,7	112	5,0
Flux de données (Mbits/s) - cas 2	6×10^4	133	300	13,3

TABLE 21: Flux de données entre le μ -TCA et le PC d'acquisition.

5.5. Conclusions

Pour une intensité clinique, la caméra Compton ne pourra pas fonctionner. Un mode de fonctionnement qui permettrait un contrôle en ligne plus réaliste est celui avec une intensité réduite. Il est possible de monter un peu plus que l'intensité réduite donnée ici, mais les flux de données ne posent pas de problème avec les solutions technologiques choisies. Il est nécessaire néanmoins de pouvoir monter à des flux importants car cela sera nécessaire pour la caméra collimatée qui fonctionnera certainement à intensité clinique optimale.